

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXXVII.

1. *Versuche über den Stofs des Wasserstrahls;
von Dr. H. Buff.*

Der Wasserstofs oder sogenannte hydraulische Druck ist zwar häufig, besonders von früheren Hydraulikern, zuletzt im Jahre 1838 von Bidone experimentel untersucht worden; doch erkennt man aus dem Einblick in dasjenige, was davon in die besseren Lehrbücher übergegangen ist, sehr bald, daß man noch weit davon entfernt ist, eine ganz klare Vorstellung von jenem Vorgange zu besitzen, so sehr auch manche Schriftsteller sich bemüht haben, den Mangel an Erfahrungen und tieferer Einsicht durch um so umfangreichere mathematische Behandlung zu ergänzen.

In den folgenden Untersuchungen habe ich mich vorzugsweise bestrebt, das Thatsächliche der Erscheinung festzustellen, welches, wie man sehen wird, in mehreren Punkten von dem abweicht, was von früheren Beobachtern mitgetheilt worden ist.

1. Die Geschwindigkeit des Wassers beim Ausflufs durch enge Oeffnungen in dünnen Wänden erreicht anscheinend nicht ganz den theoretischen Ausdruck $v = \sqrt{2gh}$. So bleibt beispielsweise die Steighöhe eines senkrecht oder fast senkrecht aufsteigenden Strahls ungefähr $\frac{1}{10}$ hinter der Fallhöhe h zurück.

Andererseits weifs man jedoch aus den berühmten hydraulischen Untersuchungen Savart's, daß der wagrecht ausfließende Wasserstrahl, bei beständiger Geschwindigkeit gegen eine seinen Querschnitt an Gröfse nicht übertreffende Oeffnung eines leeren Behälters geleitet, diesen Behälter all-

mählig bis zur Höhe des Wasserstandes im Ausflussgefäße anfüllt; eine Thatsache, welche keine andere Erklärung zuläßt, als dafs die Geschwindigkeit des Strahls wenigstens bei geringem Abstände vor der Mündung dem Werthe $v = \sqrt{2gh}$ gleichkommt.

Es schien mir zunächst von Wichtigkeit, den erwähnten Versuch durch eigene Anschauung kennen zu lernen. Ich benutzte dazu einen viereckigen Wasserbehälter aus Blech, von 36 Pariser Zoll Höhe, welcher $\frac{3}{4}$ Pariser Cubikfuß Wasser faßt. Die Höhe des Standes wurde durch ein Glasrohr angezeigt, das sich auferhalb des Behälters senkrecht erhob und unten mit demselben communicirte. Nahe über dem Boden mündete der Behälter auf der einen Seitenwand in ein $2\frac{1}{2}$ Zoll langes, 14 Linien weites, dickes Messingrohr, auf dessen Außenseite ebne, wasserdicht aufgeschliffene Platten, versehen mit den geeigneten Ausflufsöffnungen, aufgeschoben werden konnten.

Nahe gegenüber dieser Ausmündung wurde ein offenes Glasrohr, von gleicher Weite wie das vorher erwähnte, in senkrechter Stellung befestigt, dessen oberes Ende die Höhe des Behälters überragte. Das untere Ende, rechtwinklig umgebogen, war mit einer Messingfassung versehen, welche erlaubte, Oeffnungen in dünner Wand, nach Bedarf von verschiedener Weite, einzuschieben. Ihr Abstand von der gegenüber befindlichen Ausmündung des Wasserbehälters betrug 3 Centimeter. Auf dem Rohr verschiebbar befanden sich zwei federnde nur durch Reibung festgehaltene Messinghülsen mit abgeschliffenem Rande, bestimmt den zu irgend einem Zeitpunkte beobachteten Wasserstand für die nachträgliche genauere Messung zu bewahren.

Wenn nun der Wasserstrahl, einer Oeffnung in dünner Platte entströmend, gegen die Einmündung des Glasrohrs gerichtet wurde, und die Weite der letzteren die der ersten nicht übertraf, oder sichrer noch darunter blieb, so erhob sich das Wasser im Glasrohr mit überraschender Genauigkeit bis zur Höhe des Behälterspiegels. Als z. B. der Behälter mit Wasser bis oben gefüllt war und während der

Dauer des Versuchs angefüllt blieb, zeigte sich im Glasrohr ein Wasserstand, nur 2^{mm} niedriger als im Behälter. Das Wasser mußte also mit der ganzen der Druckhöhe h entsprechenden Geschwindigkeit in die Mündung des Steigrohrs eingeschlossen seyn.

Dafs die Steighöhe sowie die Sprungweite des Wasserstrahls der aus der Fallhöhe abgeleiteten Geschwindigkeit nicht ganz entspricht, darf folglich nicht auf Hindernisse zurückgeführt werden, die sich bereits im Innern des Behälters in merkbarer Weise geltend machen, sondern nur auf solche, denen das Wasser erst, nachdem es die Oeffnung verlassen hat, ausgesetzt ist. Neben dem Luftwiderstande kommt dabei, wie ich mich überzeugt habe, auch eine Capillardepression sehr wesentlich in Betracht, welche der Strahl an der Stelle erfährt, wo der vorher zusammenhängende Stamm in Tropfen zerfällt. Sehr deutlich läfst sich dieser Einfluss in dem unter elektrischer Beleuchtung gebildeten Schatten des Strahls beobachten. Ich benutzte zu diesem Versuche das überaus glänzende Licht, welches zwischen den Spitzen des Schliessungsbogens einer kräftigen Inductionsmaschine erscheint, wenn in den Entladungsstrom die Belegungen einer kleinen Leidner Flasche eingeschlossen sind. Die Entladungsspitzen werden zwischen den Strahl und das Auge gebracht, jedoch gegen letzteres durch einen Schirm verdeckt, während hinter dem Strahl in passender Entfernung eine weisse Fläche aufgestellt ist. Der Schatten des Strahls erscheint dann tief schwarz und läfst, aus der rechten Entfernung betrachtet, leicht erkennen, dafs das vordere Ende des zusammenhängenden Theils jedesmal zurückspringt, so oft ein Tropfen sich ablöst. Da nun diese Capillarwirkung Fortdauer hat, so kann ein störender Einfluss derselben auf die Ausflufsgeschwindigkeit des Wassers nicht ausbleiben. Die Zuleitungsdrähte zu den Entladungsspitzen dürfen schon eine beträchtliche Länge besitzen, wenn sie mit einer gut isolirenden Hülle von Gutta-Percha umgeben sind.

2. Der aufschlagende Wasserstrahl breitet sich um die Einmündung des Steigrohrs herum aus, dem äußeren Ein- drucke nach ungefähr so anzusehen, wie ein Glasstab, der in Wasser getaucht, an seiner Oberfläche eine Capillar- erhebung dieser Flüssigkeit bewirkt.

Wenn die Einmündung zum Querschnitte des Strahls enge ist (ich wählte 2,5^{mm}, während die Behälteröffnung eine Weite von fast 7^{mm} hatte), so läßt sich die Stofskraft an verschiedenen Stellen des Strahls prüfen, indem man dieselben die eine nach der andern der Oeffnung des Steig- rohrs durch vorsichtige Verrückung der Schieberplatte ge- genüberstellt. Auf diese Weise wurde die stärkste Stofsk- kraft, also auch die größte Geschwindigkeit nächst der Mitte des Strahls gefunden; aber selbst am Rande desselben, da wo die Ausbiegung begann, sank die Wassersäule im Steig- rohr nur um 30 Linien von der anfänglichen Höhe von 36 Zoll herab. Darüber hinaus zeigte sich dann eine sehr rasche Abnahme des Drucks.

Geringe Neigungen des Strahls gegen die Ebene der Platte, in welcher die Einmündung (von 2,5^{mm} Weite) des Steigrohrs eingebohrt war, zeigten sich ohne merklichen Einfluß auf die Erhebung des Wassers. Bei stärkeren Abweichungen vom rechtwinkligen Einfalle ergaben sich die folgenden Steighöhen:

Einfallswinkel . . .	0°	30°	45°	60°
Steighöhe	36"	35" 6"	34" 11"	28" 10"
(in Pariser Zoll.)				
36 cos α	36"	31",2	25",5	18",0

Geringe Umbiegungen des Strahls, um in die Oeffnung eindringen zu können, ließen also die Stärke des Stofses und folglich die Geschwindigkeit fast unverändert; bei stär- keren Umbiegungen trat allerdings eine Verminderung ein, doch lange nicht in dem Grade als es hätte seyn müssen, wenn das Gesetz einer Abnahme des Drucks, proportional dem Cosinusse des zunehmenden Einfallswinkels, für flüssige Körper Geltung hätte.

Wenn das Wasser sich aus einem kurzen cylindrischen Ansatzrohr ergoß, blieb die im Steigrohr sich erhebende Flüssigkeit in allen Fällen unter dem Niveau des Behälters zurück. Der Unterschied betrug nur wenig, wenn genau die Mitte eines cylindrischen Strahls von 7^{mm} Durchmesser gegen die enge Einmündung von 2^{mm},5 Weite des Steigrohrs gerichtet war, vermehrte sich aber sehr schnell gegen den Rand hin. So fand man z. B., wenn der Stofs aus der Mitte des Strahls erfolgte, anstatt einer Erhebung von 36 Par. Zoll nur 35" 2"; zwischen Mitte und Rand nur 25" 8", endlich am Rande nur 12" 4". Kurze cylindrische Ansätze vermindern also die Ausflugs geschwindigkeit des Wassers nicht nur im Allgemeinen, sondern noch in auffallenderer Weise von der Mitte gegen den Rand des Strahls hin.

Die Höhe, zu welcher sich das stofsende Wasser in dem Steigrohr erhebt, belehrt über die Stärke des gegen die Flächeneinheit ausgeübten Drucks. Es geht zweifellos daraus hervor, dafs der Druck gegen ein festes Flächenelement genau gleichkommt dem Gewichte einer Wassersäule, welche dieses Element zur Basis hat und die sich hinter demselben erheben würde, wenn es die Einmündung zu einem Steigrohr bildete.

Die Summe der Elemente einer ebenen, dem stofsenden Wasserstrahl winkelrecht entgegengestellten Fläche, jedes multiplicirt mit der Wassersäule, welche sich hinter demselben erheben mußte, um dem darauf ausgeübten Druck das Gleichgewicht halten zu können, bildet einen Wasserkörper, dessen Gewicht gleich ist dem ganzen gegen die Fläche ausgeübten hydraulischen Drucke.

Eine ebene Fläche, z. B. ein Brett von verhältnißmäfsig geringer Ausdehnung, in einem Flusse winkelrecht gegen die Strömung eingetaucht, ist einem Flächenelemente zu vergleichen, umgeben von einem stofsenden Wasserstrahle. Der Druck des Wassers auf die betreffende Fläche wird daher gefunden, wenn man ihren Quadratinhalt mit der Geschwindigkeitshöhe des Stromes an dieser Stelle multiplicirt und

das Gewicht eines Wasserkörpers von diesem Cubikinhalte bestimmt.

3. *Abwägung des hydraulischen Drucks.* Zur unmittelbaren Bestimmung der Stosskraft eines isolirten Wasserstrahls benutzte ich eine Waage ähnlicher Art wie diejenige, deren sich Bidone und auch schon Andere vor ihm bedient haben. Meine Waage Fig. 1, Taf. VIII ist gleicharmig; sie hat in der Ruhelage einen horizontal gerichteten und einen verticalstehenden Hebelsarm, beide also rechtwinklig gegeneinander gestellt. An ersterem hängt auf schneidiger Kante eine Schale, an dem anderen eine ebne Scheibe, die als Stosfläche dient. Ein Zeiger mit Gradbogen, gleich wie bei andern Waagen, läßt die Gleichgewichtsstellung erkennen. Der Abstand von der schneidigen Kante der Waageschale bis zur Drehaxe beträgt 150 Millimeter. Genau in demselben Abstände von der Drehaxe befindet sich auf der Stosfläche der sichtbar gemachte Mittelpunkt eines kleinen Kreises, gegen den, so genau wie möglich, die Mitte des stossenden Strahls gerichtet werden muß. Dieser Stosspunkt liegt beim Eintritte des Gleichgewichts unveränderlich in ein und derselben Verticalebene mit der Drehaxe der Waage.

Die Stosfläche ist um eine senkrechte Axe drehbar; sie kann dadurch beliebig gegen den stossenden Strahl geneigt werden, doch so, daß weder die Stellung des Mittelpunktes, noch das Gleichgewicht im Geringsten dadurch gefährdet wird.

Eine große Empfindlichkeit besitzt diese Waage nicht. Es bedurfte einiger Uebung und Aufmerksamkeit, um Unterschiede von 1 Decigramm noch zu erkennen. Eine größere Genauigkeit war übrigens auch unnöthig und bei dem angewendeten Versuchsverfahren gar nicht zu verbürgen, schon aus dem Grunde, weil während der Dauer eines Versuchs Schwankungen von einigen Linien in der Höhe des Wasserstandes sich nur schwer vermeiden ließen.

Es sind Ausflußöffnungen von verschiedenen Weiten benutzt worden. Ihre Größen wurden mittelst eines Schraubenmikrometers unter dem Mikroskope gemessen. Die ein-

zelnen
Schra
mes
gebra
direk
sich
meter

B
Strah
Schie
derse
keiten
Die V
der
5,433
37,45
gentil
schei
fsend
die
bezei

U
störte
schie
unter
werd

zeln Gänge der Schraube haben nahe 1^{mm} Höhe. Diese Schraube ist mit einer Kopscheibe von 13 Centimeter Durchmesser versehen, deren Umfang in 100 gleiche Abtheilungen gebracht ist, wovon mittelst eines Nonius noch die Zehntel direkt meßbar sind. Die Durchmesser der Oeffnungen ließen sich daher bis zur Gränze von einigen Tausendtel des Millimeters in voller Sicherheit feststellen.

Bei den zwei nächstfolgenden Versuchsreihen trat der Strahl aus Oeffnungen hervor, die scharfkantig in eine Schieberplatte von 2^{mm} Dicke eingebohrt waren. Am Rande derselben anhängende, nur mikroskopisch sichtbare Rauigkeiten waren durch Poliren bestmöglich entfernt worden. Die Weiten an der inneren Kante gemessen, weil von dieser der ausfließende Strahl sich ablöst, betrugen 6,908 und 5,433 Millimeter, folglich die Flächeninhalte der Oeffnungen 37,458 und 23,167 Quadrat-Millimeter. Der Oeffnung gegenüber, in 3 Centimeter Abstand, hing eine ebne Stofscheibe von 187^{mm} Durchmesser, so gerichtet, daß der stossende Strahl, winkelrecht gegen die Drehaxe der Waage, die durch einen Punkt und denselben umgebenden Ring bezeichnete Mitte der Scheibe treffen mußte.

Um das durch den Druck des stossenden Wassers gestörte Gleichgewicht wieder herzustellen, mußten bei verschiedenen Höhen (h) des Wasserstandes im Behälter, die unter p angegebenen Gewichte in die Waageschale gebracht werden.

Oeffnung von 6^{mm},908 Durchmesser.

	h	p	$\mu \doteq \frac{p}{2fh}$
Par. Zoll	Millimeter	Gramme	
36	975,5	44,0	0,6027
30	812,1	36,8	0,6050
24	649,7	29,3	0,6020
18	487,25	22,0	0,6027
12	324,8	14,7	0,6041
8	216,6	9,7	0,6000

Oeffnung von 5^{mm},433 Durchmesser.

	h	p	$\mu \doteq \frac{p}{2fh}$
36		27,5	0,6090
24		18,5	0,6145
12		9,2	0,6113

Die nach diesen Versuchen und unter der Voraussetzung, daß der hydraulische Druck dem doppelten hydrostatischen gleich sei, berechneten Ausflussscoëfficienten (μ), kommen den auf andern Wegen bestimmten sehr nahe, und bestätigen somit nur die allgemein geltende, aus früheren Erfahrungen geschöpfte Annahme.

Die folgenden Versuche beziehen sich auf ein kurzes cylindrisches Mundstück. Länge = 15^{mm}; $d = 6^{\text{mm}},933$; $f = 37,730$ Q. - Millimeter. Der kurze Ansatz hat an beiden Enden genau gleiche Weite.

h	p	$\mu = \sqrt{\frac{p}{2fh}}$	p'
36	48,5	0,8121	59,5
24	32,5	0,8142	40,0
12	16,2	0,8130	20,0

Der Ausflussscoëfficient μ bei Oeffnungen in dünnen Wänden bedeutet den sogenannten Contractionscoëfficienten, oder das Verhältniß der kleinsten Querschnittsfläche des Strahls zum Flächeninhalte der Oeffnung. Bei kurzen cylindrischen Ansätzen dagegen, bei welchen der ausfließende Strahl in der Nähe der Oeffnung die Gestalt eines Cylinders und gleichen Querschnitt mit dem Ausflusrohr zeigt, bedeutet μ den Coëfficienten der Geschwindigkeits-Verminderung oder es ist $v = \mu \sqrt{2gh}$ daher $\frac{v^2}{2g} = \mu^2 h$ und $2f \cdot \mu^2 h = p$. Die hiernach bestimmten Werthe von μ für kurze cylindrische Ansätze stimmen ebenfalls mit dem auf anderem Wege ermittelten überein. Es leuchtet zugleich ein, daß die in verschiedenen Lehrbüchern bald nur angedeutete, bald bestimmter ausgesprochne Ansicht, daß cylindrische Mundstücke zur Erzielung einer starken Stosskraft vorzugsweise geeignet seyen, eine irrite ist. Durch Dazwischenkunft kurzen Röhrenstücks wird vielmehr ein volles Drittel des Gefälles so gut wie geopfert. Allerdings fließt durch einen kurzen cylindrischen Ansatz mehr Wasser aus als durch eine Oeffnung in dünner Wand von gleicher Weite. Allein der hieraus erwachsende Vorthail ist nur scheinbar, indem derselbe Zweck durch entsprechende Erweiterung der Oeffnung

in dünner Wand, in diesem Falle aber ohne Verminderung der Stosskraft des ausfließenden Strahls erreicht werden kann. Die in der Spalte *p* enthaltenen Zahlen bezeichnen den Stofs gleicher Wassermengen, welche durch Oeffnungen in dünner Wand ausgeflossen sind.

4. Bei den vorhergehenden Versuchsreihen hatte die ebne Stofsfläche, wie erwähnt, einen Durchmesser von 187^{mm}. Dieser übertraf mithin die Weite der Ausflufsöffnungen wenigstens um das 27 fache. Die stofsende Flüssigkeit, indem sie sich von der Mitte dieser Scheibe radial gegen die Peripherie hin bewegte, verlor, theils durch Reibung, theils durch Capillarspannung ihre Geschwindigkeit vollständig und fiel senkrecht von der Scheibe ab. Bei Anwendung gröfserer Druckhöhen oder weiterer Oeffnungen war diefs nicht mehr mit gleicher Vollständigkeit der Fall. Auch ebne Scheiben von geringerer Gröfse zeigten sich, wenigstens bei den gröfseren Druckhöhen und Oeffnungen, welche meine Vorrichtung anzuwenden gestattete, als unzureichend, um die Stosskraft des Wasserstrahls zu erschöpfen.

Einige Versuche mit kleineren Scheiben sind in der folgenden Tafel zusammengestellt.

Ausflufsöffnung in dünner Wand von 6^{mm},908 Durchmesser.

Druckhöhe. Par. Zoll.	Belastung der Waageschale bei einem Durchmesser der Stofs- scheibe von				
	187 ^{mm}	36 ^{mm}	18 ^{mm}	10 ^{mm}	7 ^{mm}
36	44,0	41,0	39,0	30,5	13,0
24	29,3	27,5	26,5	17,0	
12	14,7	14,0	13,5	11,0	4,5

Bei sämmtlichen Scheiben, mit Ausnahme der ersten, strömte das Wasser ringsum über den Rand hinaus und bildete, bevor es in Tropfen zerfiel, eine sehr feine, durchsichtige, parabolisch gekrümmte, bewegliche Scheibe, von um so gröfserer Länge, und um so stärker nach vorne sich umbiegend, je geringer der Durchmesser der Stofsfläche war. Bei einem Durchmesser der letzteren von nur 7^{mm} ergab sich aus der Gestalt der gebildeten Wasserglocke, dafs das nach dem Stofse fortschiefsende Wasser seine ursprüngliche Bewegungsrichtung nur wenig geändert hatte. Auch liefs sich deutlich

erkennen, daß ein großer Theil des Strahls, vor dem Stofsscheibchen sich ausbreitend, ohne einen Stofs auszuüben vorüberging.

Das vom Rande der kleineren Scheibchen sich entfernde Wasser behauptete noch den größten Theil seiner Geschwindigkeit und stieß mit großer Gewalt gegen den Arm, der das Stofsscheibchen in Verbindung mit der Drehaxe der Waage hielt. Weil hierdurch eine richtige Abwägung des hydraulischen Drucks sehr erschwert und selbst unmöglich gemacht wurde, ergab sich die Nothwendigkeit einer kleinen Abänderung der Waage. Der von der Drehaxe senkrecht herabgeleitete Waagearm wurde nämlich an seinem untern Ende mit einer federnden horizontal gestellten Hülse versehen, in welche der Stiel einer betreffenden Stofsscheibe zu beliebiger Tiefe eingeschoben werden konnte. (Fig. 2 Taf. VIII.)

Der gerügte Uebelstand liefs sich dadurch ganz vermeiden. Allerdings lag die Vermuthung nahe, daß das während des Stofses an dem Scheibchen vorübergleitende Wasser nunmehr ein Gegengewicht gegen die Belastung der Wageschaale erzeugen werde. Allein dieser Einfluß, wenn er sich auch nicht ganz in Abrede stellen läßt, überschritt jedenfalls nicht die Gränze der unvermeidlichen Beobachtungsfehler, denn die Belastung bedurfte keiner in Betracht kommenden Vermehrung, wenn man unter dem Einflusse desselben Wasserstofses, das Scheibchen aus seiner Hülse mehr und mehr hervortreten liefs, selbstverständlich unter regelmäßiger Herstellung des Gleichgewichtes vor wie während des Stofses.

5. Ein Versuch, die Größe des hydraulischen Drucks theoretisch zu begründen, ist, wenn ich nicht irre, zuerst von Eytelwein gemacht und in seinem Handbuche der Hydraulik mitgetheilt worden. Seine Betrachtungsweise ist seitdem, entweder unverändert oder mit unwesentlichen Abänderungen in andere hydraulische Werke übergegangen. Eytelwein stützte seine theoretische Erörterung auf die bekannte Formel:

in
Bes
digk
Zeite
welc

 $p =$

d. h.
dopp
dung
hielte
hydra
festge
tignu
die G
sonde
entsp
D
tig an
den V
schwi
dern
chend
rechtv
So
hydra
die bi
die G
kann.
Da
bei hi
hydro
Umsta
Zeitele
komm
gedach

$$P = \frac{v^2 p}{g t},$$

in welcher P einen Druck vorstellt, der bei gleichförmiger Beschleunigung einer Masse p in der Zeit t die Geschwindigkeit v einflößt oder auch entzieht. Indem er für t ein Zeitelement dt und für p diejenige Wassermenge setzte, welche in dem Zeitelemente zum Ausflusse kommt, also

$$p = v f j dt, \text{ gelangte er zu dem Ausdrücke: } P = \frac{v^2 f j}{g} = 2 f h j;$$

d. h. P gleich dem Gewichte einer Wassersäule von der doppelten Höhe des Wasserstandes über der Ausflusmündung. Wenn indessen dieses Resultat die Erklärung enthielte: warum der hydraulische Druck dem zweifachen hydrostatischen gleich ist; so würde zu gleicher Zeit dadurch festgestellt worden seyn, und zwar mit derselben Berechtigung, daß die Kraft, welche dem ausfließenden Wasser die Geschwindigkeit $v = \sqrt{2 g h}$ einflößt, nicht der einfachen, sondern der doppelten Höhe des Wasserstandes im Behälter entsprechend sey.

Die oben erwähnte Formel ist auf unseren Fall unrichtig angewendet worden. Denn es handelte sich nicht um den Werth einer arbeitenden Kraft, durch welche die Geschwindigkeit des stoßenden Wassers erschöpft wird, sondern um die Kenntniß eines Widerstandes, gerade ausreichend, den Strom von seiner anfänglichen Richtung, z. B. rechtwinklig gegen diese abzulenken.

So aufgefaßt, erkennt man leicht, warum die GröÙe des hydraulischen Drucks auf die Flächeneinheit, bezogen auf die bisher betrachtete Fälle, in ihrem obersten Gränzwerte die GröÙe des hydrostatischen Drucks nicht überschreiten kann.

Daß gleichwohl die Gesamtstärke des Wasserstoßes bei hinreichendem Umfange der Stoßscheibe den doppelten hydrostatischen Druck zu erreichen vermag, beruht auf dem Umstande, daß die Wassermenge, welche während eines Zeitelementes mit der Geschwindigkeit v zum Ausflusse kommt, als eine Wassersäule vom Querschnitte des Strahls gedacht, die doppelte Länge des Weges einnimmt, welchen

dieses Wasser gleichförmig beschleunigt, zurücklegen mußte, um in derselben Zeit die Geschwindigkeit v annehmen zu können; ganz so wie ein auffallender Körper eine Geschwindigkeit gewinnt, vermöge deren er sich in einer folgenden, der Fallzeit gleichen Zeit, ohne weitere Beschleunigung die doppelte Wegestrecke zurücklegen kann. In der That also fließt aus und drückt auf die ruhende Stofsscheibe, gleich wie in jedem Zeitelemente, so auch in der ganzen der Höhe h entsprechenden Fallzeit t noch einmal soviel Wasser, als dem kubischen Inhalte μfh entspricht. Der Druck jedoch eines jeden einzelnen Wassertheilchens gegen eine ebne und ruhende Stofsfläche, die sich seiner Bewegung rechtwinklig entgegengesetzt, entspricht nur seiner einfachen und nicht der doppelten Geschwindigkeitshöhe.

6. Bei fast allen bis dahin von mir beschriebenen Versuchen befand sich die Ausflußöffnung in 2 bis 4 Centimeter und nur in einigen Fällen bis zu 5 Centimeter Abstand von der Stofscheibe. Ein Wechsel unter diesen und selbst unter größeren Entfernungen zeigte sich übrigens ohne merklichen Einfluß auf die Kraft des Stosses, sobald nur die Vorsicht gebraucht wurde, den stossenden Strahl immer gegen die Mitte der Scheibe zu richten.

Als man beispielsweise das Wasser unter einem Drucke von 36 Zoll ausströmen und aus allmähig vergrößertem Abstände immer gegen die Mitte der großen Scheibe der Waage (die wegen allmählicher Senkung des Strahls ebenfalls verhältnißmäßig gesenkt werden mußte) aufschlagen ließ, ergab sich selbst bei einer Entfernung von 20 Centimeter der Scheibe von der Oeffnung keine Verminderung des hydraulischen Drucks. Bei größeren Abständen bis zu 40 Centimeter, als die Senkung des Strahls schon bedeutender wurde, mußte die Waageschale stärker belastet werden, ungeachtet des sehr bemerkbar schiefen Einfalls.

Auch geringe Neigungen der Scheibe gegen den horizontal, also aus kleiner Entfernung einfallenden Strahl blieben ohne merklichen Einfluß auf die GröÙe des hydraulischen Drucks.

I
von
Dre
187^m
schon
gewi
punk
werd
verän
belie
wäh
Strahl
D
angeg
Scheib
ebene
die da
sprech
Druck
 h
36"
24"
12"
Ma
Stofs
winkel
übte v
Zahlen
ziehen
die Ge
sich ni
es abfl
ten Ra
liche C
selbst
densell
muß.

Bei den folgenden Versuchen war der aus einer Oeffnung von 6^{mm},908 Weite hervortretende Strahl, winkelrecht zur Drehaxe der Waage, gegen den Mittelpunkt der Scheibe von 187^{mm} Durchmesser gerichtet. Diese Scheibe konnte, wie schon früher erwähnt worden, ohne Störung des Gleichgewichtes, und ohne Aenderung der Entfernung ihres Mittelpunktes von dem Stützpunkte, um ihre Verticalaxe gedreht werden. Dadurch wurde es möglich, den Strahl, bei unveränderter Richtung desselben, senkrecht oder auch unter beliebigem Neigungswinkel aufschlagen zu lassen; ja selbst während des Versuchs die Stellung der Scheibe gegen den Strahl zu ändern.

Die in der obersten Horizontalreihe der folgenden Tafel angegebenen Zahlen bezeichnen den durch Drehung der Scheibe, zwischen dieser und dem Strahl in der Horizontalebene gebildeten jedesmaligen kleinen Winkel α , welchen die darunter stehenden, verschiedenen Druckhöhen (h) entsprechenden Belastungen (p) der Waageschale zugehören.

Druckhöhe	Neigungswinkel α					
h	90°	70°	60°	45°	$p \sin^2 45^\circ$	$p \sin^2 60^\circ$
36"	44,0	44,0	43,5	(*) 40,7	22,0	33,0
24"	29,3	29,3	29,3	(*) 27,4	14,65	22,0
12"	14,7	14,7	14,7	14,7	7,35	11,0

Man erkennt aus diesen Beobachtungen, daß der schiefe Stofs des isolirten Strahls, bis zur Gränze eines Neigungswinkels von 45°, fast denselben hydraulischen Druck ausübte wie der senkrechte Stofs. Nur die mit (*) bezeichneten Zahlen deuten auf eine Abnahme. Aber gerade diese beziehen sich auf Versuche, bei welchen ganz unverkennbar die Geschwindigkeit des Wassers in der normalen Richtung sich nicht völlig erschöpft hatte, denn es bog sich, indem es abfloß, zum grofsen Theile um den nach vorn gerichteten Rand der Scheibe. Ich schliesse hieraus, daß, hinlängliche Gröfse der Stofsläche vorausgesetzt, der schiefe Stofs, selbst unter Neigungswinkeln von noch weniger als 45°, denselben Druck wie der senkrechte Stofs hervorbringen muß.

Nach älteren Versuchen von Langsdorf, auf welche Eytelwein in seinem Handbuche der Hydraulik die Aufmerksamkeit gelenkt hat, soll der schiefe Stofs einen Druck parallel in der Richtung des Strahls hervorbringen (den sogenannten Parallelstofs), der sich zu dem senkrechten Stofs verhält wie $p \sin^2 \alpha$ zu p . Wie weit diese Annahme, die durch alle Lehrbücher gewandert ist, von der Wahrheit abweicht, zeigen die beiden letzten Spalten vorstehender Tabelle.

Allerdings hatte Langsdorf bei seinen Versuchen kleinere Stofsscheiben angewendet, dessenungeachtet bleibt die grofse Uebereinstimmung der von ihm mitgetheilten Versuchsergebnisse mit jener Theorie ein merkwürdiger Zufall.

7. *Winkelrechter Stofs gegen eine geneigte Fläche.* Wenn die Stofsfläche ab (Fig. 3 Taf. VII) mit der Drehaxe cd der Waage einen Winkel $coa = \alpha$ bildet, der ausfließende Strahl so aber winkelrecht gegen die Stofsscheibe gerichtet ist, so kommt der daraus entspringende hydraulische Druck nicht mehr zu seiner vollen Wirksamkeit. Nur ein Theil desselben $or = os \cos \alpha$ kann gleichsam gewogen werden, während der andere Theil in den Widerlagen der Axe verloren geht.

In der folgenden Tabelle sind die beobachteten und berechneten Gewichte nebeneinander gestellt, welche zur Herstellung des Gleichgewichtes bei verschiedenen Druckhöhen und Neigungen in die Waageschale gebracht werden mußten. Durchmesser der Scheibe 187^{mm}. Es bedeutet p den allgemeinen Ausdruck der unter dem Neigungswinkel 0° gefundenen Gewichte.

Druckhöhe Par. Zoll	Belastung der Waageschale bei einem Neigungswinkel von				
	0°	30°	45°	$p \cos 30^\circ$	$p \cos 45^\circ$
12	14,7	12,9	11,0	12,70	10,30
24	29,3	25,25	21,6	25,37	20,72
36	44,0	38,0	31,75	38,10	31,11

8. Der Nutzen grofser Stofsscheiben besteht nicht sowohl darin, dem stofsenden Wasserstrahl seine Geschwindigkeit

über
sprü
Bei
unter
Ders
dafs
und
bafse
gegen
eine
diese
so g
hervo
schrie
D
Durch
beide
Ausd
einer
gegen
Strah
dung
word
D
zarte
zeigte
tung
schwi
Umbr
M
Oeffn
ausge
um d
der e
Ausm
hydra
erreich

überhaupt zu entziehen, als dieselbe vielmehr in ihrer ursprünglichen Richtung möglichst vollständig zu erschöpfen. Bei Anwendung großer Scheiben geschieht dies allerdings unter dem gleichzeitigen Einflusse der hydraulischen Reibung. Derselbe Zweck kann aber auch dadurch erreicht werden, daß man dem Strahl eine concave Scheibe entgegenstellt und ihn dadurch zwingt, auch ohne irgend bedeutende Einbuße seiner Geschwindigkeit eine Bewegung winkelrecht gegen die Richtung des Strahls oder nach Umständen selbst eine rückgängige Bewegung zu nehmen. Es läßt sich auf diesem Wege mit kleineren Stoßflächen nicht nur ein eben so großer, sondern sogar ein bedeutend stärkerer Druck hervorbringen, als mit der größten der von mir bisher beschriebenen.

Die beiden kleinen Scheiben von 10 und 18 Millimeter Durchmesser (No. 4) wurden sphärisch ausgeschliffen, bei beiden am Scheitelpunkte bis zu 1,5^{mm} Tiefe. Diese geringe Ausdehnung genügte, um den hydraulischen Druck des aus einer Oeffnung von 6^{mm},008 Weite hervortretenden und gegen die Mitte der kleineren dieser Scheibchen gerichteten Strahls zu derselben Stärke zu bringen, welche bei Anwendung der ebenen Stoßfläche von 187^{mm} Durchmesser gefunden worden war (No. 4).

Die um den Rand des Metallscheibchens sich bildende zarte Wasserscheibe, welche früher sich vorwärts gebogen zeigte (Fig. 4), bot jetzt die Gestalt einer Ebene, die Richtung des Strahls winkelrecht durchschneidend. Die Geschwindigkeit des Wassers konnte durch diese winkelrechte Umbiegung kaum vermindert worden seyn.

Man liefs hierauf das Wasser aus einer etwas weiteren Oeffnung von 7^{mm},385 Weite ausströmen und gegen das ausgehöhlte Scheibchen von 10^{mm} Durchmesser stoßen. Die um den Rand sich bildende Wasserscheibe nahm jetzt wieder eine parabolische Krümmung an, deren Convexität der Ausmündung zugewendet war. Die normale Stärke des hydraulischen Drucks $= \rho f h \gamma$ wurde in diesem Falle nicht erreicht. Als dagegen die Ausflußöffnung nur 5^{mm},423 Durch-

messer hatte, wendete die auch in diesem Falle parabolisch gekrümmte Wasserscheibe ihre concave Seite der Ausmündung zu (Fig. 5 Taf. VIII) und die normale Größe des hydraulischen Drucks wurde im Verhältnisse von 117 zu 100 übertroffen.

Bei Anwendung des ausgehöhlten Scheibchens von 18^{mm} Durchmesser wurde auch das aus der Oeffnung von 7^{mm},385 sich ergießende Wasser gezwungen sich rückwärts zu biegen, trotz der geringen spärlichen Krümmung dieser Stosfläche, und auch in diesem Falle zeigte sich eine sehr merkliche Vermehrung des hydraulischen Drucks über seinen normalen Betrag.

Die folgenden Versuche erforderten eine Abänderung in der Einrichtung des Ausflusses. Wenn nämlich der Strahl gezwungen wird sich umzubiegen und rückwärts zu fließen, so mischt sich leicht ein Theil des zuströmenden Wassers mit dem Hauptstrahle und verändert dadurch dessen Wirksamkeit. Zur Beseitigung dieser Störung wurde an der Schieberplatte des Wasserbehälters (No. 1) ein kurzes cylindrisches Mundstück von 14^{mm} Weite und an dieses wieder ein 6 Decimeter langer Gummischlauch, ebenfalls von 14^{mm} Weite angesetzt. Dieser Schlauch trug an seinem vorderen Ende eine Messingkappe, in welcher eine Oeffnung in dünner Wand von 7^{mm},385 Durchmesser eingeschnitten war.

Bei dieser Anordnung konnte nun die Ausflußöffnung, entfernt von dem Behälter, der Stosfläche so gegenübergestellt werden, daß ein Herabfallen des durch den Stos reflectirten Wassers vor der Ausmündung vermieden wurde.

Die folgende Tafel gewährt einen Ueberblick der Widerstandsfähigkeit gegen den Wasserstos von 5 verschiedenen Stosflächen, unter welchen die mit α und β bezeichneten ebenen Scheiben von 187^{mm} und von 18^{mm} Durchmesser, γ , δ und ε Hohl scheiben, von je 80^{mm}, 36^{mm} und 18^{mm} Durchmesser des äußeren Randes bedeuten. Bei den drei letzten verläuft sich die Krümmung von der Mitte (dem Stosspunkte) nach dem Rande hin allmähig zu einer Neigung von 45°.

Druck
Par. 2

30

24

12

B

Wass
der S
Rand
Ueber
Viel a

(β) be
sich e
große
zuwen
schwir
vom M
Richtu

Be
liche
der H
aufser
ihm a
Fortse
Versu

Flüssig
größte
9.

rückw
Stosfi
sich s
ihrer I
digkeit
bei de
des au

W
Wahr

Pogge

Druckhöhe	α	β	γ	δ	ε
Par. Zoll.	187 ^{mm}	18 ^{mm}	80 ^{mm}	36 ^{mm}	18 ^{mm}
30	(1) 49	46,3	54	75,0	81,0
24	33	31,0	37	50,5	54,2
12	16,5	15,5	(2) 17	23,7	26,2

Bei dem ersten mit (1) bezeichneten Versuche hatte das Wasser seine Stosskraft, ungeachtet des grossen Umfangs der Scheibe noch nicht ganz erschöpft, denn am unteren Rande sich umbiegend, behauptete es noch einen kleinen Ueberrest seiner Bewegung in der Richtung des Strahls. Viel auffallender trat indess dieses bei der ebenen Scheibe (β) hervor, indem das Wasser von ihrem Rande ringsum sich entfernend, eine äusserst zarte Hohl Scheibe von sehr grossem Umfange bildete, welche ihre Convexität dem Strahle zuwendete. Diese Wasserscheibe zerrifs, je nach der Geschwindigkeit des Stroms in 2 bis 4 Decimeter Abstand vom Mittelpunkte der Stosfläche und zerstiebt nach allen Richtungen in Tropfen.

Bei den 3 Scheiben δ , γ , ε verstärkte sich der hydraulische Druck. Das stossende Wasser, indem es die Gestalt der Höhlung verfolgte, bog sich rückwärts und bildete so ausserhalb des Randes der festen Hohl Scheibe, die letzte ihm aufgezwungne Richtung verfolgend, eine bewegliche Fortsetzung derselben. Nur bei dem mit (2) bezeichneten Versuche fehlte diese conische Wasserscheibe ganz, indem die Flüssigkeit durch hydraulische Reibung ihrer Geschwindigkeit grösstentheils beraubt, vom Rande der Hohlfläche abfloß.

9. Es ist einleuchtend, dafs das Wasser, gezwungen rückwärts zu fliefsen, einen verstärkten Druck gegen die Stosfläche ausüben, und dafs dieser Druck um so mehr sich steigern mufste, je weniger die Flüssigkeit während ihrer Bewegung über die feste Wand von ihrer Geschwindigkeit eingebüfst hatte. Der stärkste Druck wurde daher bei der kleinsten Hohl Scheibe von nur 18^{mm} Durchmesser des äufseren Randes gefunden.

Wenn wir, allerdings nur als eine Annäherung an die Wahrheit, die Annahme gestatten, dafs in diesem letzten Falle,

das unter einem Winkel von 45° abfließende Wasser seine volle Geschwindigkeit beibehalten habe, so würde es rückwärts gegen seine Bewegung den ganzen seiner Geschwindigkeitshöhe entsprechenden Druck ausgeübt haben, z. B. bei einem Gefälle von 36 Zoll einen Druck von 49 Grammen. Von diesem Drucke konnte jedoch nur ein Theil: $p \cos 45^\circ$ abgewogen werden, während ein anderer eben so großer Theil in dem Widerstande der Axe verloren gehen mußte. Von diesem Gesichtspunkte aus berechnet, hätte der Druck auf die Hohlzscheibe von 18^{mm} , in den drei verschiedenen Fällen: $86^{\text{gram}},6$; $56^{\text{gram}},3$ und $28^{\text{gram}},2$ betragen müssen. In der That übersteigen diese Werthe die wirklich gefundenen Gewichte nur wenig.

10. Es war zu erwarten, daß die Stärke des Stosses noch mehr zunehmen werde, sobald die rückwärts gehende Bewegung mit derjenigen des einfallenden Strahls gleichlaufend wurde. Wirklich zeigte es sich so bei den folgenden Versuchen, bei welchen die Stofsscheibe in Gestalt einer hohlen Halbkugel ihre Höhlung dem einfallenden Strahle zukehrte. Unter drei hohlen Halbkugeln, welche in dieser Weise verwendet wurden, hatte β einen Durchmesser von 75, γ von 36 und δ von 22 Millimeter; ε in der folgenden Tafel bedeutet eine ebne Scheibe mit Cylindermantel von 12^{mm} Höhe; in der Spalte α endlich sind zur Vergleichung die bekannten Stofswirkungen gegen eine ebne Scheibe von bedeutendem Umfange nochmals aufgeführt.

Druckhöhe	α	β	γ	δ	ε
Par. Zoll.	187 ^{mm}	75 ^{mm}	36 ^{mm}	22 ^{mm}	36 ^{mm}
36	49,0	67,0	93,5	94,5	84,0
24	33,0	42,0	60,5	61,0	55,0
12	16,5	19,5	28,0	29,5	25,0
8	11,0	13,5	17,5		

Bei der kleinsten dieser Hohlzscheiben wurde, wie man sieht, der vierfache hydrostatische Druck beinahe erreicht, und es ist unverkennbar, daß der noch bleibende Unterschied auf Kosten der hydraulischen Reibung gebracht werden muß.

Ein großer Theil der Wirksamkeit halbkugelförmiger Stofsflächen kann auch bei kleinen ebenen Scheiben dadurch erzielt werden, daß man deren Rand mit einem Cylinder-mantel einfasst. Die zurückgeworfene Flüssigkeit entfernt sich in diesem Falle ringsum vom Rande des Mantels, gleichwie vom Rande der Hohlkugeln, in Gestalt eines hohlen flüssigen Cylinders. Daß der hydraulische Druck gleichwohl geringer ausfiel als bei einer Hohlkugel von gleicher Dimension, konnte nur eine Folge vermehrter Wasser-reibung seyn.

11. Da die Geschwindigkeit des Wassers durch den Stofs auf eine ruhende Fläche nicht nothwendig erlöschen muß, so ist theoretisch eine Gränze für die Größe des hydraulischen Drucks überhaupt nicht gegeben. Denn man kann sich vorstellen, daß der nach dem Stosse reflectirte Strahl zu demselben Zwecke immer von Neuem verwendet werde.

In diesem Sinne ist der Apparat (Fig. 6, Taf. VII) construirt worden. Ein aus der Oeffnung *o* des Gummischlauchs hervortretender Strahl trifft zunächst auf die Mitte einer hohlen Halbkugel *a* von 22^{mm} Durchmesser. Die zurückgeworfene Flüssigkeit gelangt dann in eine Art ringförmiger Höhlung *bb*, welche den Schlauch umgiebt, wird hier abermals umgebogen und gegen eine Scheibe *cc* geschleudert, die, gleich der Halbkugel *a* einen Bestandtheil der Wage bildet. Es wurde auf diese Weise die unter *z* bezeichnete nicht unbeträchtliche Verstärkung des hydraulischen Drucks erzielt.

Druckhöhe	α	δ	z
36"	49	94,5	114
24"	33	61,0	70

12. Der hydraulische Stofs auf die Schaufeln eines Rades in geschlossenem Gerinne gleicht dem auf eine unbewegliche ebene Scheibe mit Seitenwänden. Die Neigung der Schaufeln gegen die Richtung des zuströmenden Wassers, wechselt zwar während der Drehung des Rades; dieser

Wechsel hat jedoch, zufolge der in dieser Abhandlung niedergelegten Erfahrungen, keinen Einfluss auf die Stärke des Stosses, insoweit wenigstens, als dadurch ein Vorbeifliessen des Wassers, bevor es zum Stosse gelangen konnte, nicht begünstigt wird.

Darin liegt jedoch eine sehr wichtige, ja principielle Verschiedenheit, dafs, wenn das Rad bei seiner Bewegung gegen einen Widerstand zu kämpfen hat, also eine Arbeit vollzieht und dabei eine Geschwindigkeit u angenommen hat, die kleiner ist als die Geschwindigkeit v des Wassers, diese letztere eine Einbuse, und zwar ganz unabhängig von den etwa gleichzeitig vorhandenen Reibungshindernissen, erleiden mufs. Denn vorausgesetzt, dafs die Wände des Gerinnes sich möglichst nahe anschliessen, so dafs eine in Betracht kommende Menge des Wassers weder unterhalb noch seitwärts entweichen kann, so mufs dieses sich vor den Schaufeln erheben oder anstauen, und übt dadurch einen, dem Drucke auf die Schaufeln gleichen Gegendruck gegen das zuströmende Wasser. Die Bewegung des letzteren wird dadurch stufenweise verzögert, bis zu einer Geschwindigkeit v' , mit der es dann aus dem Gerinne wieder abfließt.

Es sey $\frac{v^2 M}{2g}$ die gesammte lebendige Kraft des Wassers in einem Mühlengerinne.

Davon entspringt durch den Stofs auf die Radschaufeln die mechanische Arbeit Pu .

In Folge des unvermeidlichen Gegendrucks wird ein anderer Theil der lebendigen Kraft verbraucht, um die Geschwindigkeit des Wassers von v auf v' zurückzuführen, mit der letzteres abfließt.

Insoweit man annehmen darf, dafs durch Reibung nichts verloren wird und indem man sich zugleich erinnert, dafs dem Wasser die lebendige Kraft $\frac{v_1^2 M}{2g}$ zurückbleibt, kann man die Gleichung bilden:

$$\frac{v^2 M}{2g} = \frac{(v-v')^2 M}{2g} + \frac{v_1^2 M}{2g} + Pu;$$

woraus sich ergibt:

$$Pu = \frac{v_1(v - v_1)}{g} M.$$

Der Maximalwerth dieses Ausdrucks: $Pu = \frac{1}{2} \frac{v^2}{g} M$ entspricht der Bedingung $v' = \frac{1}{2} v$. Derselbe steht, wie man sieht, in keiner unbedingten Abhängigkeit von der Geschwindigkeit u des Rades. Dieses kann sich allerdings nicht schneller, wohl aber langsamer bewegen als das abfließende Wasser; und aus der Theorie läßt sich nicht mit Recht die Folgerung ziehen, daß die GröÙe des Effectes darunter leide. Dagegen läßt sich aus Gründen der Praxis ein Vortheil aus einer etwas langsameren Bewegung des Rades allerdings erwarten.

Daß der Effect des stoßenden Wassers (bei rein unterschlächtigen Rädern) selbst im günstigsten Falle und ganz abgesehen vom Eintritte zufälliger Bewegungshindernisse, hinter dem des drückenden Wassers (bei überschlächtigen Rädern) weit zurückbleibt, beruht also nicht darauf, daß das Wasser mit einer gewissen Geschwindigkeit abfließen muß; denn dies geschieht in beiden Fällen, sondern erklärt sich aus dem Umstande, daß das fließende Wasser, um einen Stofseffect, eine Arbeit, erzeugen zu können, noch einen zweiten Theil seiner Geschwindigkeit opfern muß, d. h. daß es auch die verfügbare lebendige Kraft nicht ganz zur Bewegung des Rades verwerthen kann, sondern einen Theil davon verwenden muß, um sich die vorher durch den Fall eingeprägte Geschwindigkeit theilweise wieder zu entziehen.

Gießen, den 12ten Mai 1869.

II. Ueber die Gränzen der Magnetisirbarkeit des Eisens und des Stahles;

von Dr. A. von Waltenhofen,

Professor am Polytechnikum zu Prag.

Wenngleich die Abweichungen der elektromagnetischen Intensitätscurve von der durch die Müller'sche Gleichung bestimmten Form noch nicht vollständig ermittelt worden sind, so kann doch die Frage nach der Gültigkeit des von Lenz und Jacobi aufgestellten Proportionalitätsgesetzes wenigstens insoweit als eine erledigte betrachtet werden, als es nach den vorliegenden Thatsachen außer Zweifel steht, daß es für jeden Elektromagnet eine Gränze giebt über welche hinaus sein Magnetismus selbst durch eine in's Unendliche fortgesetzte Vermehrung der Stromstärke nicht gesteigert werden könnte.

Eine andere Frage aber ist die: wie es sich in jedem Falle mit der absoluten GröÙe der Magnetisirbarkeit der kleinsten Theilchen und mit dem *numerischen Betrage des dem Sättigungszustande entsprechenden magnetischen Momentes der Gewichtseinheit* des magnetisirten Körpers verhält. Die Erörterung dieser Frage bildet den Gegenstand der vorliegenden Abhandlung.

Vor Allem muß ich bemerken, daß diese Frage in solcher Allgemeinheit bisher noch nicht angeregt worden ist und somit auch keine Beantwortung in diesem Sinne, die ich hier anzuführen hätte, erfahren hat. Ueberhaupt ist die Zurückführung des erregten Magnetismus auf die Gewichtseinheit bei elektromagnetischen Untersuchungen bisher nicht üblich gewesen und kommt nur in wenigen speciellen Fällen vor, die ich zunächst besprechen will.

Vorerst hat W. Weber das magnetische Moment der Gewichtseinheit bei magnetischen Untersuchungen in Betracht gezogen und somit diese GröÙe eingeführt, indem er einerseits in den »Resultaten aus den Beobachtungen des magne-

tisch
Einh
Mill
»ele
Seite
magn
die
eine
der
doch
da es
tismu
vergl
Gewi
stärke
keiten
magn
Wism
E
tische
im Ja
chung
gegeb

anstat
und s

die G

- 1) Die
det
in d
stärk
Stah
2) $n\mu$

tischen Vereins« (1840, Seite 89) die Zahl der absoluten Einheiten angiebt, welche die besten Stahlmagnete per Milligramm enthalten ¹⁾ und anderseits bei einer in den »elektrodynamischen Mafsbestimmungen« (Diamagnetismus, Seite 573) mitgetheilten Versuchsreihe mit einem elektromagnetisirten Eisenstäbchen für die erregten Magnetismen, die auf die Gewichtseinheit entfallenden Werthe und auch eine deren Gränzwertb vorstellende Constante ²⁾ seiner an der angeführten Versuchsreihe erprobten Formel berechnet, doch kommt in beiden Fällen meine Frage nicht in Betracht, da es sich in dem einen Falle um den permanenten Magnetismus von Stahlstäben und im anderen Falle nicht um eine vergleichende Ermittlung des magnetischen Maximums der Gewichtseinheit, sondern vielmehr um die zwischen Stromstärke und erregtem Magnetismus bestehenden Gesetzmäßigkeiten und um das Verhältnifs zwischen dem bei gleicher magnetischer Kraft beobachteten Eisen-Magnetismus und Wismuth-Diamagnetismus handelt.

Eine Berechnung des Gränzwertthes für das elektromagnetische Moment der Gewichtseinheit Eisen habe ich in meinen im Jahre 1865 erschienenen »elektromagnetischen Untersuchungen« (Sitzungsberichte der Wiener Akademie Bd. 52) gegeben, indem ich in die Müller'sche Formel

$$x = Ad^3 \operatorname{tg} \frac{\gamma}{Bd^2}$$

anstatt des Stabdurchmessers d dessen Gewicht γ einführte und sofort aus der Relation

$$\gamma = \beta \gamma \operatorname{arctg} \frac{x}{a\gamma^k}$$

die Gröfse $\mu = \lim. \frac{\gamma}{\gamma}$ mit Hülfe der für meine Spiralen

1) Diese wichtige Angabe, auf die ich später zurückkommen werde, findet sich in der Abhandlung: »Messung starker galvanischer Ströme« usw. in der gelegentlich eingeflochteten Bemerkung, *dafs man bei einem sehr starken Stahlmagnet »400 Maafs Magnetismus auf 1 Milligramm Stahl rechnen kann.«*

2) $n\mu = 2324,68.$

bestimmten Constanten, oder vielmehr mit Hülfe des Werthes β , wovon jene Gröfse allein abhängt, berechnete und dieselbe Gröfse auch für die Müller'schen Versuche (für welche sie von Müller selbst nicht berechnet worden ist) in der Art ermittelt habe, dafs ich das unter der Voraussetzung der Dichte 7,78 aus den gegebenen Dimensionen abgeleitete Stabgewicht in Rechnung brachte. Auf diese Art ergab sich aus meinen Versuchen ein theoretisches Maximum von nahe 1679 und aus Müller's Versuchen von nahe 2616 absoluten Einheiten für das Milligramm Eisen.

Diese Zahlen dienten mir zur Vergleichung der relativen Sättigungsgrade, welche bei Müller's Versuchen und bei den meinigen erreicht worden waren. Weiter habe ich den Gegenstand damals nicht verfolgt. Diese Zahlen und die oben angeführte von Weber waren bis jetzt auch die einzigen für das magnetische Maximum der Gewichtseinheit abgeleiteten Werthe.

Eine Vergleichung derselben (1679 und 2616) könnte wohl nur zu dem Schlusse führen, dafs die fragliche Gröfse (welche ich künftig mit $m = 1000 \mu$, wobei $\mu = \lim. \frac{y}{\gamma} = 90\beta$ ist, bezeichnen werde¹⁾) keine absolut bestimmte, sondern von den Dimensionen der Magnetisirungsspiralen abhängige, also im Allgemeinen für verschiedene Elektromagnete eine andere ist.

Und doch sprechen triftige theoretische Gründe für die Annahme, dafs $\mu = \lim. \frac{y}{\gamma}$ eine unter allen Verhältnissen constante Gröfse sey.

Die neueren Untersuchungen über das Verhalten magnetisirter Körper haben bekanntlich zu einer Reihe von That-sachen geführt, welche sich kaum anders als durch die Annahme erklären lassen, dafs der Uebergang aus dem unmagnetischen in den magnetischen Zustand auf einer Bewegung

1) Ich habe nämlich β durchwegs unter der Voraussetzung bestimmt, dafs die Bogen in Graden, die Gewichte γ in Grammen und die Momente y in Millionen von absoluten Einheiten ausgedrückt werden. So erhält man $m = 2616$ für $\beta = 0,0291$.

magn
Beitr
nähe
sener
vora
S. 4
über
»ano
öffn
schla
(»Sc
Mole
kann
V
Magn
Grad
ten,
des
sirt
wird
hung
aus v
geset
Grän
über
allere
Anza
haber
Körp

- 1) S
- Su
- un
- 2) S
- Jal
- 8) M
- ab
- der
- 4) D
- nal
- stä

magnetischer Moleküle beruhe¹⁾). Ich selbst habe einen Beitrag zu diesen Thatsachen geliefert, nicht nur durch die nähere Erforschung der von Wiedemann zuerst nachgewiesenen Aenderungen der Coërcitivkraft des Strahles durch vorausgegangene Magnetisirungen (diese Annalen Bd. 121, S. 452), sondern noch mehr durch die Entdeckung jener überraschenden Erscheinung, die ich unter dem Namen einer »anormalen Magnetisirung des Eisens« um dieselbe Zeit veröffentlicht habe²⁾, einer Erscheinung, welche als einer der schlagendsten Beweise gegen die Hypothese der Fluida (»Scheidungstheorie«) und zu Gunsten jener der drehbaren Molecularmagnete (»Drehungstheorie«) betrachtet werden kann.

Wenn wir nun im Sinne dieser Hypothese den erregten Magnetismus als das Ergebniss einer bis zu einem gewissen Grade vollzogenen Drehung magnetischer Moleküle betrachten, so folgt aus dieser Annahme sofort, *dass das Maximum des erreichbaren Magnetismus dem Gewichte des magnetisirten Körpers proportional seyn müsse*³⁾. In der That wird dieses Maximum dann erreicht seyn, wenn die Drehung der einzelnen magnetischen Moleküle in allen Gruppen, aus welchen wir uns den magnetisirten Körper zusammengesetzt vorstellen können, soweit vollzogen ist, als es die Grenzen der unter dem Einflusse magnetisirender Kräfte überhaupt zulässigen Bewegungen gestatten. Es folgt hieraus allerdings nicht, dass alle Gruppen, welche eine gleiche Anzahl von Molekülen umfassen oder gleiche Gewichte haben, bei eintretender magnetischer Sättigung des ganzen Körpers auch gleich stark magnetisch würden⁴⁾, es ist viel-

1) Siehe meine Abhandlung »Ueber das elektromagnetische Verhalten des Stahles« Abdruck aus dem 48. Bd. der Wiener Sitzungsberichte S. 25 und 26.

2) Sitzungsberichte der Wiener Akademie, Bd. 48. Auch diese Annalen Jahrgang 1864.

3) Man kann diese Folgerung übrigens auch aus der Scheidungstheorie ableiten, wenn man gleichschweren Moleculen gleiche endliche Mengen der Fluida zuschreibt.

4) Diefs würde nur dann der Fall seyn müssen, wenn man von der Annahme ausgehen wollte, dass die magnetische Sättigung in einer vollständigen Parallelstellung aller Molecularmagnete bestehe.

mehr von vornherein wahrscheinlich, daß die magnetischen Momente, welche den einzelnen Gruppen im magnetisch gesättigten Körper zukommen, innerhalb gewisser Gränzen alle möglichen Werthe haben können. Wenn man aber erwägt, daß hierbei für jeden Punkt des Körpers alle möglichen Fälle gleich wahrscheinlich sind, indem kein Grund zur Annahme vorliegt, daß von den möglichen Werthen des Molekularmomentes in den einzelnen Schichten des magnetisch gesättigten Körpers gewisse Werthe öfter als andere vorkommen sollten¹⁾, so leuchtet ein, daß der Gränzwert $\lim. \frac{y}{r}$, welcher das auf die Gewichtseinheit des magnetisch gesättigten Eisens entfallende Moment vorstellt, unter allen Verhältnissen als *ein Maß der Drehbarkeit der magnetischen Moleküle* zu betrachten seyn wird. Diese GröÙe ist daher nach meiner Ansicht mit gleichem Rechte als *eine für die molekulare Beschaffenheit des Eisens charakteristische physikalische Constante* anzusehen, wie z. B. die Constanten seiner Elasticität, Festigkeit, Dichte, Leitfähigkeit usw.

Diese Erwägung über die Bedeutung des größten magnetischen Momentes der Gewichtseinheit hat mich bestimmt, die numerische Ermittlung dieser GröÙe²⁾ wieder aufzunehmen und durch Heranziehung möglichst vieler Versuchsdaten mir die Aufklärung zu verschaffen, ob die auffallende Abweichung der oben angeführten Werthe für m oder beziehungsweise β vielleicht auf einer ungenauen Bestimmung beruht, oder ob sich das soeben aufgestellte Theorem,

- 1) Dies gilt, wie gesagt, nur für den Zustand der Sättigung; denn bevor diese erreicht ist, wird die Magnetisirung im Innern des magnetischen Stabes weniger vorgeschritten seyn als in der Nähe der Oberfläche und gegen die Enden zu weniger als in der Mitte.
- 2) Eine nicht minder interessante Aufgabe wäre die Ableitung eines Ausdrucks für die Arbeit, welche der zur Hervorbringung eines bestimmten Sättigungsgrades erforderlichen Drehung der Molekularmagnete entspricht, wobei vielleicht die Weber'sche Theorie der Molekularmagnete als Grundlage der Rechnung dienen könnte.

nach v
seyn s

U
alle bi
Zusam
stärke,
und β
stellen

Die
Zusam
daß ic
meiner
Ich we
Versuc
gebrach
Werth

Ich
0,0291
von M
elekt
mit II
stellt w
Formel
 β folgt
in Rec
angenom
503 u
Fortsch
Versuc
Bestim
Werth
nahe t
Mit
Versuc
nalen

1) Ab
demi

nach welchem m und β völlig bestimmte absolute Werthe seyn sollen, überhaupt in der Erfahrung nicht bestätigt.

Um dies zu erreichen, habe ich mir die Aufgabe gestellt, alle bis jetzt vorliegenden Beobachtungsergebnisse über den Zusammenhang zwischen Elektromagnetismus und Stromstärke, soweit dieselben zur Berechnung der Gröfsen m und β brauchbar sind, übersichtlich geordnet zusammen zu stellen und die daraus sich ergebenden Werthe zu ermitteln.

Die hierauf bezüglichen tabellarischen und graphischen Zusammenstellungen und Rechnungen sind so umfangreich, daß ich sie wohl nicht vollständig mittheilen kann, ohne meiner Abhandlung eine all zu große Ausdehnung zu geben. Ich werde mich daher darauf beschränken, die benutzten Versuchsreihen genau zu citiren, die dabei in Anwendung gebrachten Spiralen zu bezeichnen und die gefundenen Werthe von β und m anzuführen.

Ich habe bereits oben eines Werthes $\beta = 0,029$ (genauer 0,0291) erwähnt, welcher sich aus einer Beobachtungsreihe von Müller ergeben hat. Dieselbe ist mit dem in meinen »elektromagnetischen Untersuchungen« vom Jahre 1865 ¹⁾ mit III bezeichneten 30 Centimeter langen Spirale angestellt worden, wobei Müller für den Coëfficienten B seiner Formel die Zahl 58600 fand, woraus obiger Werth von β folgt, wenn die gegebene Stablänge von 33 Centimetern in Rechnung gebracht und die Dichte des Eisens = 7,78 angenommen wird. — Die betreffenden Versuche sind Seite 503 und 504 von Müller's »Bericht über die neuesten Fortschritte der Physik« verzeichnet. Ich habe aus den Versuchen mit dem 6 Millimeter dicken Stabe, welche zur Bestimmung von B oder β am besten geeignet sind, diese Werthe abgeleitet und ein mit dem Müller'schen sehr nahe übereinstimmendes Resultat erhalten.

Mit derselben Spirale III hat Müller noch eine andere Versuchsreihe ausgeführt, welche im 82. Bande dieser Annalen Seite 184 verzeichnet ist, ohne jedoch für dieselben

1) Abdruck aus dem 52. Bande der Sitzungsberichte der Wiener Akademie Seite 25 bis 27.

die Constanten seiner Formel zu bestimmen. Hier fand ich aus den Versuchen mit dem dünnsten Stabe (6^{mm}) $\beta = 0,0274$. Ich werde daher für diese Spirale No. III als Werth von β das Mittel der Zahlen 0,0291 und 0,0274 nämlich

$$\beta = 0,0282$$

annehmen.

Weitere Versuche hat Müller mit einer Combination von zwei ineinander geschobenen Spiralen von zusammen 780 Windungen, wobei die innere Spirale 532 Millimeter lang war, mit 57 Centimeter langen Stäben angestellt. Ich will diese combinirte Spirale mit IV bezeichnen. Die Versuche mit derselben sind Seite 506 und 507 des oben citirten Berichtes verzeichnet. Müller fand daraus $B = 81390$, woraus

$$\beta = 0,0234$$

folgt.

Eine dritte Versuchsreihe von Müller, welche ebenfalls zur Berechnung von β geeignet ist, hat derselbe mit einer $15\frac{1}{2}$ Centimeter langen Spirale (sie soll mit No. V bezeichnet seyn) von 310 Windungen mit 167 Millimeter langen Stäben angestellt und im 82. Bande dieser Annalen Seite 183 mitgetheilt, jedoch ohne daraus B zu bestimmen. Ich habe aus den Versuchen mit den zwei dünnsten Stäben (6^{mm} und $2,9^{\text{mm}}$) β bestimmt und

$$\beta = 0,0257$$

gefunden.

Endlich hat Müller auch eine Versuchsreihe mit einer 532 Millimeter langen Spirale von 408 Windungen (Spirale VI) mit 588 Millimeter langen Stäben ausgeführt und in der soeben citirten Abhandlung mitgetheilt, jedoch ebenfalls ohne Berechnung der Constanten. Ich fand aus den Versuchen mit den drei dabei benutzten Stäben (12^{mm} , 9^{mm} und 7^{mm} , 1 Durchmesser)

$$\beta = 0,0233.$$

Ferner habe ich die von W. Weber in den »elektrodynamischen Maßbestimmungen« (Diamagnetismus, Seite 570 bis 573) mitgetheilte Versuchsreihe für meinen Zweck

benutzt. Das magnetisirte Stäbchen war 3^{mm},6 dick und 100^{mm},2 lang und befand sich in einer Spirale (No. VII) von nicht größerer Weite, als zum Hineinlegen des Stäbchens nöthig war. Bei diesem und allen folgenden Versuchen wurde der Einfluss der Spirale auf das Magnetometer durch Compensation eliminirt. Für diese Versuchsreihe fand ich

$$\beta = 0,0234.$$

Ganz neuerlich hat Dub Versuche veröffentlicht, welche ebenfalls eine Bestimmung von β gestatten. Dieselben sind in einer Abhandlung: »Ueber das Eintreten des Sättigungszustandes der Elektromagnete« im 133. Bande dieser Annalen enthalten und mit einer Spirale (No. VII) von etwa 1500 Windungen, 12 $\frac{1}{2}$ Zoll Länge, 1 Zoll Weite und 2 $\frac{3}{4}$ Zoll äußerem Durchmesser angestellt worden. Zur Bestimmung von β eignen sich, wegen der erreichten hohen Sättigungsgrade, am besten die Seite 65 und 66 verzeichneten Versuchsreihen mit den vier dünnsten Stäben ($\frac{3}{8}$, $\frac{5}{16}$, $\frac{3}{16}$ und $\frac{1}{8}$ Zoll) von 12 Zoll Länge. Es ergibt sich daraus der Werth

$$\beta = 0,0233.$$

Einen siebenten Werth für β (nämlich mit Ausschluss des in der Einleitung erwähnten aus meinen Untersuchungen vom Jahre 1865) habe ich aus noch nicht veröffentlichten Beobachtungen von A. Wäszmuth (Assistent am hiesigen Polytechnikum) entnommen, welchen ich aufgefordert habe, mit meinem im 121. Bande dieser Annalen (Seite 433) angegebenen Apparate und mit genauer Beobachtung des in meinen »elektromagnetischen Untersuchungen« vom Jahre 1865 beschriebenen Verfahrens einige Versuchsreihen mit einer Spirale (No. IX) auszuführen, welche 91 Millimeter lang und 20 Millimeter weit ist, mit einem äußeren Durchmesser von 49 Millimetern und vier Drahtlagen von je 24 Windungen. Von den mit 103 Millimeter langen Stäben vorgenommenen Versuchen habe ich jene mit den drei dünnsten (von nahe 1 bis 3 Millimetern) benutzt und daraus

$$\beta = 0,0230$$

abgeleitet. — Wasmuth wird in seiner Arbeit eine genauere Bestimmung des seinen Beobachtungen entsprechenden Werthes von β bringen, doch dürfte das Resultat voraussichtlich von obiger Zahl in den drei ersten Decimalen nicht abweichen.

In der That hege ich nach den Rechnungen, deren Resultate ich bereits aufgezählt habe, keinen Zweifel mehr, daß β eine von den Dimensionen des magnetisirten Stabes ¹⁾ völlig unabhängige GröÙe ist, deren absoluter Zahlenwerth bis auf drei Decimalen mit

0,023

übereinstimmen muß, oder, wie ich bereits oben angedeutet habe, daß das magnetische Maximum der Gewichtseinheit eine völlig bestimmte für das Eisen charakteristisch physikalische Constante ist, deren Werth in absoluten Einheiten per Milligramm in runder Zahl nicht viel von

2100

abweichen kann. Unter den bereits aufgezählten sieben Werthen für β sind nämlich nicht weniger als fünf, welche die obigen drei Decimalen gemeinschaftlich haben und deren vierte zwischen 0 und 4 schwankt. Diese Uebereinstimmung ist fast überraschend, wenn man erwägt, daß die betreffenden fünf Zahlen aus Versuchen hervorgehen, welche von vier verschiedenen Beobachtern mit ebenso vielen verschiedenen Apparaten und Methoden und mit Stäben und Spiralen von den verschiedensten Dimensionen angestellt worden sind.

Die größten Abweichungen bestehen zwischen den Resultaten mit der Spirale No. III von Müller und den Resultaten meiner eigenen Versuche vom Jahre 1865, die ich noch besprechen muß.

Ich habe in der betreffenden mehrfach citirten Abhandlung Versuche mit zwei Spiralen (beide 91 Millimeter lang mit 6 Lagen von je 24 Windungen aus 3 Millimeter dickem doppelt übersponnenem Kupferdrahte) mitgetheilt. Mit der engeren (9^{mm} weiten) Spirale (No. II) sind nur die beiden,

1) wenn derselbe nur überhaupt in der bei den beschriebenen Versuchen beobachteten Weise magnetisirt wird.

Seit
reih
Dur

Spir
reih
Dur
28^m
allen
mitt

Glei
halb
mess
stant
Dieß
dünn
Diffe
zu j
die
berec
versc
ansch
chen
Cons
Aend
Bere
wäre
Verh
werd
Spir
Besti
die
cher

1) U

Seite 26 der besagten Abhandlung, angeführten Versuchsreihen (mit 103^{mm} langen Stäben von 2,1 und 4,1 Millimeter Durchmesser) ausgeführt worden und ergaben

$$\beta = 0,0214.$$

Anders verhält es sich mit der weiteren (30^{mm} weiten) Spirale (No. I). Mit dieser Spirale wurden viele Versuchsreihen ausgeführt mit ebenfalls 103^{mm} langen Stäben, deren Durchmesser aber innerhalb der weiten Gränzen von 1 bis 28^{mm} variirten. Für β wurde der bereits erwähnte, von allen übrigen beträchtlich abweichende Werth 0,01865 ermittelt ¹⁾. Dabei ist jedoch folgendes zu bemerken.

Meine Versuche haben dargethan, daß die Müller'sche Gleichung auch bei einer und derselben Spirale nur innerhalb gewisser Gränzen auf Stäbe von verschiedenen Durchmessern ausgedehnt werden kann, wenn man für die Constanten der Gleichung dieselben Werthe beibehalten will. Diefs gilt in der Art, daß z. B. die aus Versuchen mit den dünnsten Stäben abgeleiteten Constanten desto gröfsere Differenzen zwischen Rechnung und Beobachtung bedingen, zu je dickeren Stäben man übergeht. — Stellt man sich also die Aufgabe, die Constanten so zu wählen, daß sich die berechneten Werthe den beobachteten für Stäbe von sehr verschiedenen Durchmessern in möglichst gleichem Grade anschließen, so kann dies natürlich nur durch eine entsprechende Aenderung der für die dünnsten Stäbe ermittelten Constanten erreicht werden und erheischt somit auch eine Aenderung gerade desjenigen Werthes von β , welcher zur Berechnung des magnetischen Maximums am besten geeignet wäre, weil ja dieser Gränzwertb selbstverständlich aus dem Verhalten der dünnsten Stäbe am sichersten entnommen werden kann. Dies war bei meinen Versuchen mit der Spirale I der Fall, indem ich dabei nicht eine numerische Bestimmung der magnetischen Sättigung, sondern vielmehr die Ermittlung der Gränzen im Auge hatte, innerhalb welcher die Müller'sche Formel, auf Stäbe von möglichst ver-

1) Und für α die Zahl 1,853; siehe die citirte Abhandlung Seite 9.

schiedenen Durchmesser angewendet, noch die Dienste einer brauchbaren Näherungsformel erfüllt.

Läßt man aber diese Aufgabe fallen und sucht man nicht jenen Werth von β , welcher sich (mit einem entsprechenden α) allen Beobachtungen möglichst gleichmäÙig anschließt, sondern vielmehr den für die dünnsten Stäbe passenden und das magnetische Maximum am genauesten angehenden, so erhält man eine gröÙere Zahl.

Ich fand aus den Versuchen mit den drei dünnsten Stäben (von nahe 1 bis 3 Millimeter)

$$\beta = 0,0208^1).$$

Die beiden nahe übereinstimmenden Zahlen 0,0208 und 0,0214 für meine Spiralen I und II sind zwar die kleinsten für β gefundenen Werthe, sie weichen aber doch weniger vom Mittel ab, als der aus Müller's Versuchen mit der Spirale III hervorgehende Mittelwerth 0,0282. — Uebrigens habe ich in Betreff der Müller'schen Versuche bereits hervorgehoben, daÙ bei denselben nicht wie bei den übrigen die Wirkung der Magnetisirungspirale auf das Magnetometer durch Compensation eliminirt war, sondern direkt bestimmt und von der beobachteten Gesamtwirkung von Spirale und Stab in Abzug gebracht wurde. — In der durch dieses Verfahren bedingten Fehlerquelle möchte ich den Erklärungsgrund für die beträchtliche Abweichung der Müller'schen Werthe für β suchen; denn es ist klar, daÙ die bei der besagten Reduktion unvermeidlichen Fehler gerade bei den dünnsten Stäben, welche bei der Ermittlung von β so maßgebend sind, am meisten Einfluß haben (vergl. Weber's „elektrodynamische MaÙbestimmungen“, Diamagnetismus, Seite 567).

In Berücksichtigung dieses Umstandes und in Erwägung, daÙ die aufgezählten neun Werthe für β aus Versuchen von fünf verschiedenen Beobachtern mit sehr verschiedenen experimentellen Hilfsmitteln abgeleitet worden sind, wird

1) Das correspondirende α erheischt dann natürlich auch eine entsprechende Aenderung, die jedoch für den vorliegenden Zweck nicht weiter in Betracht kommt.

man meine bereits ausgesprochene Annahme, daß β eine absolute Constante sey und in den drei ersten Decimalen mit 0,023 übereinstimmen müsse, gerechtfertigt finden.

Ich lasse nun eine übersichtliche Zusammenstellung folgen, mit Angabe der Beobachter, aus deren Versuchen die Werthe von β berechnet worden sind, in chronologischer Ordnung.

Spirale	Werth von β	Aus den Beobachtungen von
III	0,0282	Müller
IV	0,0234	
V	0,0257	
VI	0,0233	
VII	0,0234	Weber
I	0,0208	Waltenhofen
II	0,0214	
VIII	0,0233	Dub
IX	0,0230	Waszmuth
Mittel	0,0236	

Aus diesem Mittelwerthe

$$\beta = 0,0236$$

ergiebt sich für die physikalische Constante m , welche ich kurz die »Magnetisirbarkeit« des Eisens nennen will

$$m = 2125$$

absolute Einheiten per Milligramm. Sie beträgt sonach mehr als das Fünffache von der permanenten Magnetisirung der stärksten Stahlmagnete, wenn dieselbe nach Weber zu

$$400$$

absoluten Einheiten per Milligramm angenommen wird. Es ist bemerkenswerth, daß derselbe Sättigungsgrad (400) auch die Gränze bezeichnet, bis zu welcher der temporäre Magnetismus eines elektromagnetisirten Stahlstabes das von mir nachgewiesene Gesetz

$$y = Kx^{\frac{1}{2}}$$

(diese Annalen, Bd. 121, S. 446) befolgt¹⁾. Von hier ab steigt

1) Ich habe nämlich gezeigt, daß dies bis zu $\frac{1}{2}$ des früher angenommenen Maximums (1679) eines gleichschweren Eisenstabes zutrifft, also nahe zu derselben runden Zahl (420) führt.

die Intensitätscurve rasch, um bei einer Magnetisirung von etwa 560 absoluten Einheiten per Milligramm den Inflexionspunkt zu erreichen, und sofort, wie die magnetische Intensitätscurve des Eisens, gegen eine zur Abscissenaxe parallele Asymptote zu convergiren (l. c. S. 448). Ob der Gränzwert des erreichbaren temporären Magnetismus für den Stahl derselbe ist wie für das Eisen, läßt sich nach den bisherigen Untersuchungen noch nicht entscheiden. — Ohne darüber eine bestimmte Annahme festzustellen, habe ich in meiner soeben citirten Abhandlung die Sättigungsgrade der Stahlstäbe auf das magnetische Maximum eines gleichschweren Eisenstabes bezogen, was ich hier deshalb erwähne, weil nunmehr anstatt des damals angenommenen Werthes für m von nahe 1680 der richtigere 2100 zu setzen ist. Demnach ist auch mein in der Abhandlung über die Müller'sche Formel (Wiener Akad. B. Bd. 52) aufgestellter Satz über die Ausdehnung des convexen Theils der elektromagnetischen Intensitätscurve des Eisens dahin zu modificiren, daß der Inflexionspunkt derselben (nach Maßgabe der Stabdicke) zwischen $\frac{1}{4}$ und $\frac{2}{3}$ der Sättigung (nämlich zwischen $\frac{1}{3}$ und $\frac{1}{2}$ der früher angenommenen) gelegen ist, was Magnetisirungen von etwa 560 bis 840 absoluten Einheiten per Milligramm entspricht. — Eben bis zu diesen Gränzen, welche jedoch nach meinen Erfahrungen in der Regel nahe an

900

Einheiten liegt¹⁾, kann, wie ich nachgewiesen habe, das Lenz-Jacobi'sche Proportionalitätsgesetz als annähernd gültig betrachtet werden. — Bei diesen Angaben muß ich übrigens nochmals in Erinnerung bringen, daß der Quotient $\frac{y}{\gamma}$, welcher das durchschnittliche Moment der Gewichtseinheit darstellt, wie ich bereits erörtert habe, nur beim Sättigungszustand die magnetische Erregung aller Schichten kennzeichnet, während er sonst nicht in diesem Sinne aufzufassen ist, da bei geringeren Sättigungsgraden eine ungleichförmige und

1) Diefs zeigen auch schon meine Versuche mit den Stäben 1, 2, 3, 4 u. 5 in der citirten Abhandlung über die Müller'sche Formel.

auch
Magn
B
mit d
β imm
ich na
daß d
Drehu
Zeugn
Der Z
β zue
lichen
von e
aus d
und d
unsich
wohl
Mülle
und d
Annäh
abweic
Urthei

welche
Müller
fserster
die M

enthält
länge.

1) Nä
welch
für d
2) Siel
Mül
eben
von

auch von der Form des Stabes abhängige Anordnung des Magnetismus eintreten muß.

Bei Abfassung der Abhandlung, welche meine Versuche mit den Spiralen I und II enthält, hatte ich die Werthe von β immer nur auf die betreffenden Spiralen bezogen, weil ich nach den damals vorliegenden Zahlen annehmen mußte, daß diese Gröfse, obgleich sie nach meiner Auffassung der Drehungstheorie absolut constant seyn sollte, doch nach dem Zeugnisse der Erfahrung dieser Voraussetzung nicht entspricht. Der Zufall hatte mir nämlich gerade diejenigen Werthe für β zuerst vor Augen geführt, welche unter allen aus sämtlichen bisherigen Beobachtungen hervorgehenden am meisten von einander abweichen und von welchen überdies der eine, aus dem bereits angegebenen Grunde, zu klein angenommen und der andere, aus einem gleichfalls angegebenen Grunde, unsicher ist¹⁾. — Ich erwähne dies ausdrücklich, weil es wohl einem ähnlichen Zufall zuzuschreiben ist, daß die von Müller angedeutete Relation zwischen dem B seiner Formel und der Stablänge von ihm selbst als eine nur als rohe Annäherung zulässige, weil von der Beobachtung zu sehr abweichende Annahme bezeichnet worden ist²⁾. Dieses Urtheil gründete sich nämlich auf die Zahlen

$$B = 58600 = 178 \times \text{Stablänge für Spir. III}$$

$$B = 81390 = 143 \times \text{Stablänge } \text{ » } \text{ » IV}$$

welche auch gerade diejenigen sind, die unter allen aus Müller's Versuchen hervorgehenden Werthen fast die äußersten Gränzwerte bilden; denn nur der von mir für die Müller'sche Spirale VI berechnete Werth

$$B = 83716 = 142 \times \text{Stablänge}$$

enthält einen noch etwas kleineren Coëfficienten der Stablänge.

1) Nämlich $\beta = 0,01865$ für Spirale I und $\beta = 0,0291$ für Spirale III, welcher mit dem für dieselbe Spirale gefundenen $\beta = 0,0274$ dem oben für diese Spirale angenommenen Mittel $\beta = 0,282$ zu Grunde liegt.

2) Siehe dessen »Bericht etc.« S. 518 und meine Abhandlung über »die Müller'sche Formel, Seite 25 bis 28, wo ich die fragliche Relation ebenfalls als nicht bestätigt bezeichnete. Uebrigens ist Seite 27, 5. Zeile von unten ein Druckfehler; statt 1,47 soll es heißen 1,147.

Führt man aber die Rechnung für alle in dieser Abhandlung aufgezählten Spiralen durch, so erhält man folgende Coëfficienten b der Stablängen:

Spirale	b
I	127
II	131
III	172
IV	143
V	157
VI	142
VII	143
VIII	142
IX	141
Mittel	144

Nach diesen Resultaten erscheint die Annahme dafs B mit der Stablänge l proportional, also $\frac{B}{l} = b$ constant sey, ebenso begründet, wie meine aus der Drehungstheorie gefolgerte Voraussetzung, dafs β constant sey, in den für β gefundenen Werthen ihre Bestätigung fand.

In der That zeigt eine einfache Rechnung, dafs beide Theoreme identisch werden, sobald man in allen Stäben eine gleiche und gleichförmige Dichte annimmt, was im vorliegenden Falle auch ganz zulässig ist.

Erwägt man nämlich, dafs $\gamma = \frac{\pi}{4} d^2 l s$, wobei s das Gewicht eines Cubik-Millimeters Eisen in Grammen bedeutet (weil auch die γ in Grammen, die l und d aber in Millimetern gerechnet wurden) und berücksichtigt zugleich, dafs die von Müller und von mir in Rechnung gebrachten γ sich vermöge der gewählten Einheiten wie 10^6 zu 1 verhalten, so erhellet sofort, dafs $B d^2 = 10^6 \beta \gamma = 10^6 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 l s$, also $\frac{B}{l} = b = 10^6 \cdot \frac{\pi}{4} \beta s$, weshalb B mit l proportional seyn mufs, wenn β constant seyn soll¹⁾.

1) Die letzte Gleichung giebt für $\beta = 0,0236$ und $s = 0,00778$ obigen Mittelwerth $b = 144$, also allgemein $B = 144 l$.

An
Mülle
than b
nalität
Müller

Die
von D
der El
meine
wird, r
Sei
zu Res
von M
er ist i
aus sei
tismus i

Hie
chung
Formel
in entg
Mülle
verläuft
suche e
cav wi
 $\frac{2}{3} \cdot 90 \cdot \beta \gamma$
venstfich
einer G
bis zum
aus mei
portion
halb vie
welche

1) Siehe
2) Nämlich

Anders verhält es sich mit dem Coëfficienten A der Müller'schen Gleichung, von welchem ich bereits darge-
than habe ¹⁾, daß die Annahme einer verkehrten Proportio-
nalität mit der Stablänge, die mit den ersten Resultaten aus
Müller's Versuchen so gut stimmte, unhaltbar ist.

Anhang.

Die in der vorliegenden Abhandlung benutzte Arbeit
von Dub: »Ueber das Eintreten des Sättigungszustandes
der Elektromagnete« veranlaßt mich, insofern darin auch
meine Abhandlung über die Müller'sche Formel besprochen
wird, noch zu einigen Bemerkungen.

Seite 58 sagt der Herr Verfasser von mir: »Er gelangt
zu Resultaten, welche nicht in allen Beziehungen mit denen
von Müller und mit dessen Formel übereinstimmen, allein
er ist insofern mit Müller einverstanden, als er mit diesem
aus seinen Versuchen den Schluss zieht, daß der Magne-
tismus in keinem Falle der Stromstärke proportional wachse.«

Hier muß ich zur Erläuterung beifügen, daß die Abwei-
chung von der Proportionalität nach der Müller'schen
Formel einerseits und nach meinen Versuchen anderseits
in *entgegengesetztem Sinne* stattfindet, indem die Curve der
Müller'schen Gleichung stets concav gegen die Ascissenaxe
verläuft, während die graphische Darstellung meiner Ver-
suche eine Curve liefert, die erst convex ist und dann con-
cav wird, indem zwischen den Ordinaten $\frac{1}{4} \cdot 90 \beta \gamma$ und
 $\frac{3}{4} \cdot 90 \beta \gamma$ ein Inflexionspunkt liegt. Da aber das convexe Cur-
venstück, wie ich (Seite 21) gezeigt habe, nur wenig von
einer Geraden abweicht und sich in der Regel sogar nahe
bis zum Eintritte der halben Sättigung erstreckt ²⁾, so folgt
aus meinen Versuchen zugleich, daß eine annähernde Pro-
portionalität zwischen Magnetismus und Stromstärke inner-
halb viel weiterer Gränzen stattfindet, als diejenigen sind,
welche sich aus der Müller'schen Formel ergeben, diejeni-

1) Siehe meine oben citirte Abhandlung über die Müller'sche Formel.

2) Nämlich bis etwa $\frac{2}{3}$ derselben.

gen nämlich, innerhalb welcher es zulässig ist, statt $y = \beta \gamma$ $\arctg \frac{x}{\alpha \gamma^{\frac{1}{2}}}$ zu schreiben $y = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{\beta}{\alpha} \cdot \gamma^{\frac{1}{2}} \cdot x$. —

Seite 88 ist eine Stelle aus meiner oben citirten Abhandlung angeführt; dabei ist jedoch der Schlufssatz durch Auslassung einiger Worte unverständlich geworden. Der Satz soll lauten: »Wiedemann hat die Gründe angedeutet, welche — im Widerspruche mit der Annahme einer allgemeinen Gültigkeit des einen oder des anderen der vorgenannten Gesetze — überhaupt kein so einfaches Gesetz erwarten lassen«. Was meine an citirter Stelle angeführten Versuchsergebnisse betrifft, so wollte ich mit dieser Zusammenstellung nur ersichtlich machen, inwiefern die bezügliche Folgerung aus der Müller'schen Gleichung zutrifft, nach welcher die Proportionalität mit der Quadratwurzel der Stabdurchmesser bei gleichen aber *sehr kleinen* Stromstärken auch bei *nicht ähnlich bewickelten* Stäben, nämlich bei ungleich dicken Stäben in *derselben* Spirale annähernd stattfinden soll, während das Dub'sche Gesetz der Durchmesser die besagte Proportionalität nur für *ähnlich bewickelte* Stäbe, aber *ohne* jene Einschränkung auf sehr kleine Stromstärken ausspricht.

Nachdem ich diese Arbeit bereits abgeschlossen hatte, las ich die im 135. Bande dieser Annalen, S. 74, erschienene Abhandlung: »Ueber die sogenannte Magnetisirungs-Constante« von Oberbeck. — Dieselbe enthält auch einige auf absolutes Maafs bezogene Versuchsergebnisse über den durch wachsende magnetisirende Kräfte erregten Magnetismus, bedingt aber dennoch keine Aenderung oder Vervollständigung meiner Rechnungen und ihrer Ergebnisse, weil die beobachteten magnetischen Intensitäten (wie die graphische Darstellung zeigt) einen zu wenig regelmässigen Verlauf nehmen, als dafs es möglich wäre, daraus mit einiger Sicherheit einen Werth für β abzuleiten. — Es möge daher nur bemerkt seyn, dafs der Herr Verfasser die beobachteten Magnetismen auf die Volumseinheit bezieht und auch aus seinen Versuchen auf die Existenz eines von der Gestalt

des m
Gröfse
selben
zwei
Conve
sofern
der V
merisc
angege
eines
ich be
men,
der S
W
Maxim
der V
ein so
analog
oder v
welche
Werth
reihen
durch
nicht
überha
hier d
Hi
handl
ausges
mente
Eisen
angef
Frage
tung

des magnetisirten Stabes unabhängigen Gränzwertes dieser Gröſſe schließt, ohne jedoch den numerischen Werth desselben zu ermitteln oder anzugeben. — In der That zeigen zwei von den (Seite 97) angeführten Versuchsreihen eine Convergenz gegen einen gemeinschaftlichen Gränzwert, insofern die höchsten beobachteten magnetischen Intensitäten der Volumseinheit nahe zusammenfallen, doch ist eine numerische Bestimmung dieses Gränzwertes aus dem oben angegebenen Grunde nicht wohl ausführbar. Die Annahme eines solchen Gränzwertes für die Volumseinheit fällt, wie ich bereits dargethan habe, direkt mit der Annahme zusammen, daß der Coëfficient B der Müller'schen Formel mit der Stablänge proportional ist.

Was den Einfluß der Eisensorte auf das magnetische Maximum der Gewichtseinheit oder das daraus hervorgehende der Volumseinheit betrifft, ist wohl kaum zu zweifeln, daß ein solcher überhaupt stattfindet, wie es ja auch bei den analogen Constanten der Elasticität, Festigkeit usw. mehr oder weniger der Fall ist; doch läßt sich nicht ermitteln, welchen Antheil dieser Einfluß an der Verschiedenheit der Werthe von m hat, welche ich aus den einzelnen Versuchsreihen abgeleitet habe, nur so viel ist ersichtlich, daß die durch die Eisensorte bedingten Verschiedenheiten von m nicht bedeutend seyn können, vorausgesetzt, daß man es überhaupt mit weichem Eisen zu thun hat, von welchem hier durchwegs ausschließlich die Rede ist.

Hinsichtlich des Stabes habe ich in einer früheren Abhandlung (diese Annalen Bd. 121, S. 448) die Vermuthung ausgesprochen, daß der Gränzwert des magnetischen Momentes der Gewichtseinheit kleiner seyn dürfte als beim Eisen und habe auch eine darauf hindeutende Versuchsreihe angeführt. — In dieser Abhandlung jedoch habe ich diese Frage vorläufig ganz fallen gelassen, da es in dieser Richtung noch zu sehr an maßgebenden Thatsachen fehlt.

III. Ueber einige Eisenkies-Zwillinge; von Professor Hessel in Marburg.

§. 1. **U**nter den, bei Bösingsfelde im Lippischen vorkommenden, oberflächlich in Brauneisenstein umgewandelten Eisenkieskrystallen findet man verschiedene Arten von Zwillingen. — Einer dieser Zwillinge ist längst allgemein bekannt, die anderen aber scheinen mir eine besondere Erwähnung zu verdienen, zumal die Vergleichung derselben mit einander und mit dem bereits bekannten Eisenkieszwilling, und mit dem gestreiften Eisenkieswürfel nicht ohne Interesse ist.

§. 2. Um das, was in dieser Beziehung zu sagen ist, bequem ausdrücken zu können, nehme man an, es sey eine der vier Eckenaxen eines Würfels mit r , eine der drei zu r senkrechten solchen Axen, deren jede zwei Halbirungspunkte von Würfelkanten verbindet, mit R , und die zu r und R senkrechte Axe mit ρ bezeichnet.

§. 3. Stellt dann jede der Figuren 1 bis 4 Taf. IX eine zur Axe r senkrechte Projection eines *gestreiften* Eisenkieswürfels vor, und sind die Stellungen der Würfel, die den Figuren 1, 2, 3 und 4 entsprechen die jehigen vier Stellungen, bei denen nicht nur die Axen r einander parallel sind, sondern auch die Axen R einander parallel sind, so lassen sich diese vier Stellungen des gestreiften Würfels auch in folgenden Weisen aus einander ableiten.

I. Es gelangt der Würfel von Fig. 1:

- 1) durch halbe Umdrehung um die Axe R in die Stellung von Fig. 2;
- 2) durch halbe Umdrehung um die Axe ρ in die Stellung von Fig. 3;
- 3) durch halbe Umdrehung um die Axe r in die Stellung von Fig. 4.

II. Verbindet man mit dem Würfel von Fig. 1 eine Spiegelebene Σ , so ist das derselben entsprechende Spiegelbild dieses Würfels:

- 1) dann, wenn die Ebene Σ senkrecht ist zu R , in der Stellung des Würfels von Fig. 2;
- 2) dann, wenn Σ senkrecht ist zu q , in der Stellung des Würfels von Fig. 3;
- 3) dann, wenn Σ senkrecht ist zu r , in der Stellung des Würfels von Fig. 4.

§. 4. Verbindet man die gestreiften Würfel von Fig. 1 und von Fig. 3, ohne dafs sie eine drehende Bewegung erleiden, so hat man, wenn ihre Axen r zusammenfallen, denjenigen der erwähnten Zwillinge, der in Fig. 5 Taf. IX dargestellt ist.

Verbindet man ebenso die gestreiften Würfel von Fig. 1 und Fig. 4, ohne dafs sie eine drehende Bewegung erleiden, so hat man, wenn die Axen r zusammenfallen, den anderen unserer Eisenkieszwillinge, der in Fig. 6 Taf. IX dargestellt ist.

Würde man ebenso die gestreiften Würfel von Fig. 1 und von Fig. 2 mit einander verbinden, ohne dafs sie eine drehende Bewegung zu erleiden hätten, so würden, beim Zusammenfallen der Axen r , auch die Würfel selbst, abgesehen von ihren Streifen, in Coïncidenz seyn, die Streifen aber würden (da sie den Würfelkanten parallel liegen) einander auf jeder Würfelfläche unter rechten Winkeln kreuzen. (Vergleiche Fig. 7 Taf. IX.)

Weil aber hierbei die zwei Winkel (abgesehen von ihren Streifen) in Coïncidenz seyn würden, so läfst sich ein solcher, aus zwei vollständig gestreiften Würfeln bestehender Eisenkieszwillling nicht denken.

Wählt man aber, statt der vollständigen gestreiften Würfel, zwei solche Combinationsgestalten, deren jede ein gestreifter Würfel ist, an welchem die Kanten durch die Gränzflächen des gewöhnlichen Eisenkieszwölfflächners abgestumpft sind, so erhält man einen Zwillling, der als eine der Varietäten desjenigen Eisenkieszwillings zu betrachten ist, welcher unter dem Namen »das eiserne Kreuz« bekannt ist.

Bei diesem Zwillling liegen (wenn er regelmäfsig ausgebildet ist) die Würfelflächen beider Zwillingshälften in den Flächen eines Würfels, den man um den Zwillling beschreiben

kann, so wie in Fig. 8 Taf. IX ¹⁾. Die Streifen auf einer der Würfelflächen² sind dabei zu einander senkrecht.

§. 5. Verbindet man die Würfel von Fig. 1 und Fig. 3, ohne daß sie eine drehende Bewegung erleiden, so, daß zwar die Axen r derselben, der Richtung nach, nicht aber auch bezüglich auf ihre Endpunkte zusammenfallen, so nimmt der Zwilling eine Beschaffenheit an, wie die, welche in Fig. 9a, oder wie die, welche in Fig. 9b, in einer, zur Axe R senkrechten Projection versinnlicht ist.

Verfährt man ebenso mit den beiden Würfeln Fig. 1 und Fig. 4, so erhält man den Zwilling, den Fig. 10 Taf. IX, in einer zur Axe R senkrechten Projection, darstellt.

Man hat daher, abgesehen von den minder regelmässigen Fällen, in welchen auch die Axen r der beiden zum Zwilling verbundenen Eisenkieswürfel zwar einander parallel, aber nicht mehr in einer liegenden Linie liegen, eigentlich *fünf* Arten hierhergehöriger Eisenkieszwillinge zu unterscheiden, von denen die Eine zwei Hauptvarietäten, Fig. 9a und Fig. 9b, darbietet.

§. 6. Damit das, was in den folgenden §§. bezüglich auf diese Eisenkieszwillinge noch hervorzuheben ist, sofort allgemein verständlich sey, möge in diesem §. zuvor noch daran erinnert werden, daß man, um gewisse Eigenschaften eines gegebenen Polyeders Q , die wir als *generelle* Eigenschaften desselben betrachten, zu bestimmen, dasselbe in *zweckmäßiger Weise* verbunden denken kann mit einer Kugel K , einer durch den Mittelpunkt C dieser Kugel gelegten Ebene F , und einem zur Ebene F senkrechten Durchmesser der Kugel K , und daß man dann die gesuchten *generellen Charaktere* für Q , den folgenden Erklärungen gemäß ermitteln, in Worten ausdrücken und in einem Zeichen wie:

$$n \begin{bmatrix} e . E \\ S \\ H \end{bmatrix}$$

1) Fig. 8 stellt den um den Zwilling beschriebenen Würfel vor, so daß nur die, in seinen, dem Auge zugekehrten Gränzflächen liegenden gestreiften Flächen der beiden Zwillingshälften, sichtbar sind.

angeben kann; so daß dadurch das Genus der Polyëder bestimmt ist, welchem Q angehört, während durch das, in dem erwähnten Zeichen enthaltene Zeichen

$$\begin{bmatrix} e . E \\ S \\ H \end{bmatrix}$$

zugleich der *generelle Charakter der Axe A für Q* (mithin das *Genus der durch C gehenden Axen für Q , zu welchem A gehört*) bestimmt ist.

Erklärungen.

I. Soll bloß der generelle Charakter der Axe A für Q bestimmt werden, gleichviel ob C und A zweckmäßig gewählt seyen oder nicht, so gelten folgende Regeln:

1) Ist, falls p eine positive ganze Zahl bedeutet, die kleinste von Null verschiedene Drehung des Polyëders Q , um die Axe A , durch welche Coïncidenz desselben mit der Stelle erreicht wird, die es am Anfang der Drehung inne hatte, $= \frac{1}{p}$ Umdrehung, so nenne man A eine *p -gliedrige Axe für Q* und deute dies im obigen Zeichen dadurch an, daß man $E = p$, also p statt E setzt.

2) Ist es möglich, die gegebene Zusammenstellung aus Q , F und A , durch Drehung derselben, als ein Ganzes, so in Coïncidenz mit der Stelle zu versetzen, die sie am Anfang der Drehung inne hatte, daß dann jedes der beiden Enden von A die Stelle einnimmt die, am Anfang der Drehung, das andere inne hatte, so nenne man die Axe A eine *ebenbildlich gleichendige* (oder auch *harmonisch gleichendige*) Axe für Q , und deute in dem Zeichen dies an, dadurch, daß man $H = \varepsilon$, also ε statt H setzt.

Ist A für Q nicht ebenbildlich gleichendig, so setze man in dem Zeichen: $H = \text{Null}$, also 0 statt H .

3) Theilt die Ebene F das Raumgebilde Q so in zwei Hälften, daß jede derselben nach Beschaffenheit und Stellung zur anderen, als das zu der, als Spiegelebene gedachten, Ebene F gehörige Spiegelbild der anderen betrachtet wer-

den kann, so nenne man die Ebene F eine *direct-symmetrische Mittelebene* für Q und die Axe A eine *direct-symmetrisch gleichendige Axe* für Q^1) und deute dies, in obigem Zeichen, dadurch an, daß man darin $S = G$, also G statt S , setzt.

Man nenne dann auch die vorhandene Zusammenstellung beider Hälften von Q eine *direct-symmetrische Gegenstellung* beider.

Ist dagegen — falls zugleich der Mittelpunkt C der Kugel K auch Mittelpunkt für Q und die Axe A , für irgend einen positiven ganzen Werth von p , eine p -gliederige Axe für Q ist — die, durch die Ebene F bewirkte Theilung von Q eine solche Halbierung von Q , bei welcher es möglich ist, die eine der beiden Hälften von Q durch $\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{p}$ Umdrehung um die Axe A , in eine *direct symmetrische Gegenstellung* zur unbewegt bleibenden anderen zu versetzen, so nenne man die ursprüngliche Zusammenstellung beider Hälften von Q eine *indirect-symmetrische Gegenstellung* beider, und die Ebene F eine *indirect-symmetrische Mittelebene* für Q , und die Axe A eine *indirect-symmetrisch gleichendige Axe* für Q^2) und deute dies in dem Zeichen dadurch an, daß man darin $S = g$, also g statt S setzt.

Ist die Axe A weder eine *direct-symmetrisch gleichendige*, noch eine *indirect-symmetrisch gleichendige*, so ist sie eine *nicht symmetrisch gleichendige* (eine *nicht gegenbildlich gleichendige*) Axe. Man deute in dem Zeichen dies dadurch an, daß man darin $S = \text{Null}$, also 0 statt S setzt.

4) Gibt es unter den möglichen Ebenen, in denen die Axe A liegt (unter den Axialebenen der Axe A für Q) auch solche, welche *direct-symmetrische Mittelebenen* für Q sind, so nenne man die Axe A eine *symmetrisch gleichseitige Axe* für Q , oder, wenn sie p -gliederig ist, eine *zweifach p -gliede-*

1) Ich habe eine solche Axe auch nur »gleichstellig gleichendige Axe für Q « genannt.

2) Ich habe eine solche Axe auch eine »gernstellig gleichendige Axe für Q « genannt.

rige Axe für Q , und setze, um dies in dem Zeichen auszudrücken, darin den Werth $e = 2$, also 2 statt e .

Im entgegengesetzten Falle nenne man die Axe A eine nicht symmetrisch gleichseitige Axe für Q oder, wenn sie p -gliedrig ist, eine einfach p -gliedrige Axe für Q und drücke in dem Zeichen dies dadurch aus, daß man $e = 1$, also 1 statt e setzt.

5) Es möge dann hier noch weiter erwähnt werden, daß

wir ein Zeichen wie $\begin{bmatrix} e \cdot E \\ S \\ H \end{bmatrix}$ auch ersetzen durch ein ein-

facheres Zeichen von der Form $\begin{bmatrix} e \cdot E \\ a \end{bmatrix}^{(1)}$, indem wir

in diesem setzen

G statt a

g statt a

ε statt a

u statt a

wenn in jenem zu setzen ist

$S = G$

$S = g$

$S = 0$ und $H = \varepsilon$

$S = 0$ und $H = 0$

II. Soll der generelle Charakter des Polyëders Q selbst bestimmt werden, kommt es also darauf an, daß C und A zweckmäßigs gewählt werden, so beachte man folgende Regeln:

1) Man betrachte zwei Punkte, zwei an Länge gleiche gerade Linien, z. B. zwei Durchmesser der Kugel K , zwei größte Kreise dieser Kugel, z. B. zwei Axialebenen der Axe A usw., dann als *Glieder für Q von einerlei Art* (als gleichartig), wenn sie ihrer Lage gegen Q nach einander gleich (d. h. congruent oder symmetrisch gleich) sind, und dann als *Glieder für Q von einerlei Unterart*, wenn sie ihrer Lage gegen Q nach einander congruent sind.

1) Es beruht diese Abkürzung auf der Gültigkeit folgender drei Sätze:

1) Ist eine Axe *zweifach* p -gliedrig, und dabei gleichendig, so ist sie ebenbildlich und gegenbildlich (harmonisch und symmetrisch) gleichendig.

2) Ist eine Axe *einfach* p -gliedrig, und dabei gleichendig, so ist sie entweder bloß ebenbildlich gleichendig, oder bloß gegenbildlich gleichendig (bloß symmetrisch gleichendig).

Ist eine Axe weder symmetrisch gleichendig, noch harmonisch gleichendig, so ist sie *ungleichendig* (d. h. ist $S = 0$ und $H = 0$ so ist $a = u$).

2) Man wähle den Mittelpunkt C der Kugel K so, daß er, seiner Lage gegen Q nach, einzig in seiner Art ist. Man nenne dann jeden Durchmesser von K eine Central-Axe für Q .

3) Man suche bei jeder berücksichtigten Central-Axe für Q eine solche Art ihrer möglichen Axialebenen auf, welche die kleinste Anzahl von ihr angehörigen Axialebenen der berücksichtigten Axe enthält. Bezeichnet man dann den Werth dieser kleinsten Anzahl von Axialebenen einer Art an jeder berücksichtigten Centralaxe für Q mit μ , so suche man unter den Durchmessern von K einen solchen auf, bei welchem, als Axe für Q , der Werth von μ am größten ist.

Man hat dann folgende Fälle zu unterscheiden:

3, 1) Es ist entweder der größte Werth von μ größer als Eins. Dann ist die Axe, bei der er vorkommt, als zweckmäßig gewählte Axe A für Q zu betrachten.

Sie gehört dann zu einer Unterart der Centralaxen für Q , die unter denselben einzig in ihrer Art und einzig in ihrem Genus ist.

Die in dem Zeichen anzugebende Zahl n ist dann die Anzahl n der Centralaxen dieser Unterart (die in diesem Falle zugleich Anzahl der Centralaxen der betreffenden Art und Anzahl der Centralaxen des betreffenden Genus der Centralaxen für Q ist). Sie hat

a) entweder den Werth $n = 1$, so daß dann die Axe A unter den Centralaxen für Q einzig in ihrer Unterart, in ihrer Art und in ihrem Genus ist,

b) oder es hat die Zahl n einen Werth, der größer als Eins ist.

Man nenne im ersten dieser beiden Fälle die Axe A die absolute Hauptaxe für Q , und das Polyëder Q selbst ein Polyëder mit absoluter Hauptaxe; im anderen Falle aber nenne man das Polyëder Q ein Polyëder ohne Hauptaxe.

3, 2) Oder es ist der größte Werth von $\mu = 1$ (also bei jeder Centralaxe für Q stets $\mu = 1$); dann wähle man die Axe A so, daß sie, unter den Centralaxen für Q , einzig

in ihrer Art, mithin auch einzig in ihrer Unterart ist, daß also die im Zeichen anzugebende Zahl n den Werth $n = 1$ hat.

Man nenne dann Q ein *Polyëder mit gewählter Hauptaxe*.

Giebt es dabei irgend eine Axe, die unter den Central-axen für Q einzig in ihrem Genus ist, so ist ihr bei dieser Wahl der Vorzug zu geben.

§. 7) der gestreifte Eisenkieswürfel Fig. 1 Taf. IX ist ein Polyëder, welches

1) vier gleichartige dreigliederige Axen hat, nämlich die vier Eckenaxen des Würfels. Jede dieser Axen ist indirect-symmetrisch gleichend und einfach dreigliederig, mithin nicht ebenbildlich gleichend.

Er entspricht daher dem generellen Charakter

$$4 \begin{bmatrix} 1.3 \\ g \\ 0 \end{bmatrix} = 4 \begin{bmatrix} 1.3 \\ g \end{bmatrix}$$

Man kann auch sagen:

2) Er hat drei zu den Würfelflächen senkrechte gleichartige 2gliederige Axen, deren jede direct-symmetrisch gleichend zweifach zweigliederig, mithin auch ebenbildlich gleichend ist.

3) Es folgt daraus, daß er nur drei direct-symmetrische Mittelebenen hat, welche gleichartig sind und den Würfelflächen parallel liegen.

§. 8. Der Eisenkieszwilling, den wir in Fig. 8 Taf. IX, als in dem umschriebenen Würfel eingeschlossen, uns vorstellen, hat, gleichviel ob die Streifen berücksichtigt werden oder nicht:

1) vier gleichartige 3gliederige Axen, die in den Eckenaxen des umschriebenen Würfels liegen. Sie sind indirect-symmetrisch gleichend zweifach 3gliederig, mithin auch ebenbildlich gleichend.

Er entspricht daher dem generellen Charakter

$$4 \begin{bmatrix} 2.3 \\ g \\ \varepsilon \end{bmatrix} = 4 \begin{bmatrix} 2.3 \\ g \end{bmatrix}$$

Man kann auch sagen:

2) Er hat drei gleichartige, zu einander senkrechte 4gliederige Axen, deren jede direct-symmetrisch gleichendig, zweifach 4gliederig, mithin auch ebenbildlich gleichendig ist.

3) Es giebt demnach bei ihm zwei Arten direct-symmetrischer Mittelebenen; drei der einen Art und sechs der anderen Art, jene liegen den Würfelflächen parallel, diese liegen in Diagonalebene des umschriebenen Würfels. Er hat also im Ganzen *neun direct-symmetrische Mittelebenen*.

4) Er stimmt also bezüglich auf seine generellen Charaktere überein mit dem, ohne jede Streifung gedachten glattflächigen Würfel.

§. 9. Wären bei den Zwillingen, Fig. 5 und Fig. 6, Taf. IX, die Streifen auf den Würfelflächen nicht vorhanden, so würden beide mit einander übereinstimmen; es wäre dann kein Unterschied zwischen den Projectionen Fig. 5 und Fig. 6 derselben.

Der Zwillings hätte dann:

1) *eine 6gliederige Axe*, welche daher als seine Hauptaxe zu betrachten wäre. Diese Axe, nämlich die Axe r , wäre dann direct-symmetrisch gleichendig, zweifach 6gliederig, mithin auch ebenbildlich gleichendig.

Er entspräche also dem Zeichen:

$$1 \begin{bmatrix} 2 \cdot 6 \\ G \\ \varepsilon \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 2 \cdot 6 \\ G \end{bmatrix}$$

2) Er hätte dann drei Arten direct-symmetrischer Mittelebenen, nämlich, bezüglich auf die Hauptaxe, drei axiale einer ersten Art, drei axiale einer zweiten Art und eine aequatoriale direct-symmetrische Mittelebene.

3) Der Zwillings wäre dann, bezüglich auf seine generellen Merkmale, übereinstimmend mit einem geraden regelmässig sechsseitigen Prisma. Man vergleiche mit ihm auch den bekannten Chabasiezwillings, der dieselben generellen Charaktere darbietet.

§. 10. Sind aber an dem Zwillings Fig. 6, wie es bei ihm als Eisenkieszwillings der Fall ist, die Streifen auf den Würfelflächen zu beachten, so hat er:

1) eine 6gliederige Hauptaxe r .

Diese ist direct-symmetrisch gleichendig, einfach 6gliederig, mithin nicht ebenbildlich gleichendig.

Sein genereller Charakter ist also:

$$1 \begin{bmatrix} 1 \cdot 6 \\ G \\ 0 \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 1 \cdot 6 \\ G \end{bmatrix}$$

2) Er hat demnach nur eine direct-symmetrische Mittelebene, nämlich die Aequatorialebene der Hauptaxe.

3) Der Zwilling hat daher denselben generellen Charakter, den jene Apatitkrystalle darbieten, welche am einen Ende rechte und am andern Ende linke Flächen haben.

Es ist mir bis jetzt kein anderer Zwilling des Mineralreiches bekannt, der denselben generellen Charakter hätte.

§. 11. Der mit Rücksicht auf seine Streifen betrachtete Eisenkieszwilling, der in Fig. 5 Taf. IX dargestellt ist, hat dagegen:

1) eine 3gliederige Hauptaxe r .

Diese ist indirect-symmetrisch gleichendig zweifach 3gliederig, mithin auch ebenbildlich gleichendig.

Sein genereller Charakter ist demnach

$$1 \begin{bmatrix} 2 \cdot 3 \\ g \\ \varepsilon \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 2 \cdot 3 \\ g \end{bmatrix}$$

2) Er hat daher drei direct-symmetrische Mittelebenen, welche Axialebenen der Hauptaxe und von einerlei Art sind, und keine sonst direct symmetrische Mittelebene.

3) Sein genereller Charakter ist also derselbe, der auch jedem 6flächige Kronrandner (jedem sogenannten Rhomboëder) eigen ist.

Es ist dieser Eisenkieszwilling der Einzige der mir bekannten Zwillinge, welcher diesen Charakter darbietet.

§. 12. Waren bei den Zwillingen, die in Fig. 9a, Fig. 9b und in Fig. 10 Taf. IX dargestellt sind, die Streifen nicht vorhanden, so würden sie mit einander übereinstimmen.

Der Zwilling, der dann vorläge, hätte

1) *eine 3gliederige Hauptaxe r.*

Diese wäre direct-symmetrisch gleichendg zweifach, mit-
hin auch ebenbildlich gleichendg.

Sein genereller Charakter wäre demnach:

$$1 \begin{bmatrix} 2.3 \\ G \\ \varepsilon \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 2.3 \\ G \end{bmatrix}$$

2) Er hätte also zwei Arten direct-symmetrischer Mittel-
ebenen, drei der einen Art, die, für die Hauptaxe, axiale
Ebenen wären, und eine der anderen Art, nämlich die Aequa-
torialebene der Hauptaxe.

3) Der Zwilling hätte demnach denselben generellen
Charakter, den ein gerades regelmässiges dreiseitiges Prisma
hat. — Er hätte also denselben generellen Charakter, den
gewisse Kalkspathhemitropien darbieten und der auch bei
Hemitropien von Magneteisenoctaëdern vorkommt.

§. 13. Der, mit Rücksicht auf seine Streifen, betrachtete
Eisenkieszwilling, den Fig. 10 Taf. IX darstellt, aber hat:

1) *eine 3gliederige Hauptaxe r.*

Die ist direct-symmetrisch gleichendg einfach 3gliederig,
also nicht ebenbildlich gleichendg.

Sein genereller Charakter ist also:

$$1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ G \\ 0 \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ G \end{bmatrix}$$

2) Er hat daher nur eine einzige direct-symmetrische
Mittlebene, nämlich die Aequatorialebene der Hauptaxe.

3) Er hat demnach denselben Charakter, den ein gerades
Prisma mit abwechselnd gleichseitigen, abwechselnd gleich-
winkligen sechsseitigen Grundflächen darbietet.

Es ist meines Wissens bis jetzt kein anderen Zwilling
des Mineralreiches bekannt, welcher denselben generellen
Charakter hätte.

§. 14. Ein gestreifter Eisenkieszwilling wie Fig. 9a, oder
Fig. 9b dagegen hat:

1) *eine 3gliederige Hauptaxe r.*

Diese Hauptaxe ist ebenbildlich gleichendg einfach 3gliederig, also nicht symmetrisch gleichendg.

Sein genereller Charakter ist also:

$$1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ 0 \\ \varepsilon \end{bmatrix} = 1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ \varepsilon \end{bmatrix}$$

2) Er hat *keine direct-symmetrische Mittelebene*.

3) Er ist überhaupt unsymmetrisch, so, dafs die beiden Varietäten Fig. 9a und Fig. 9b zwar sich wie rechts und links verhalten, aber in einander nicht congruent sind.

Bekanntlich schreibt man den Formen gewisser Quarzkrystalle den generellen Charakter

$$1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ \varepsilon \end{bmatrix}$$

zu.

Zwillinge anderer Mineralien, die nicht Eisenkies sind, und doch denselben Charakter haben, sind bis jetzt meines Wissens nicht bekannt.

§. 15. Theilt man jeden der hier in den Paragraphen 9 bis 14 erwähnten Zwillinge (deren jeder eine Hauptaxe hat) mittelst einer zu seiner Hauptaxe senkrechten Mittelebene in zwei Theile, so hat jede der beiden Hälften, die man auf diese Weise erhält:

bei dem Zwilling aus §. 9 den Charakter . $1 \begin{bmatrix} 2.6 \\ u \end{bmatrix}$,

dagegen:

bei dem Eisenkieszwilling aus §. 10 (Fig. 6): $1 \begin{bmatrix} 1.6 \\ u \end{bmatrix}$,

bei dem Eisenkieszwilling aus §. 11 (Fig. 5): $1 \begin{bmatrix} 2.3 \\ u \end{bmatrix}$,

und bei dem Zwilling aus §. 12: $1 \begin{bmatrix} 2.3 \\ u \end{bmatrix}$,

dagegen:

bei den Eisenkieszwillingen aus §. 13 und 14 (Fig. 9a, 9b u. 10): $1 \begin{bmatrix} 1.3 \\ u \end{bmatrix}$.

Es hat also jede dieser Hälften eine ungleichendige Hauptaxe, und war

- bei 1 $\begin{bmatrix} 2 \cdot 6 \\ u \end{bmatrix}$ eine zweifach 6gliederige,
 bei 1 $\begin{bmatrix} 1 \cdot 6 \\ u \end{bmatrix}$ eine einfach 6gliederige,
 bei 1 $\begin{bmatrix} 2 \cdot 3 \\ u \end{bmatrix}$ eine zweifach 3gliederige,
 bei 1 $\begin{bmatrix} 1 \cdot 3 \\ u \end{bmatrix}$ eine einfach 3gliederige Hauptaxe.

**IV. Ueber die, auf den Flächen und Schliffflächen
 der Quarzkrystalle, künstlich hervorgebrachten
 und natürlichen regelmässigen Vertiefungen;
 von Dr. Julius Hirschwald**

aus Lauenburg in Pommern.

Durch das eingehende Studium der Krystalle werden wir immer mehr zu subtilen Specialuntersuchungen veranlaßt, die, wenn auch scheinbar, den Charakter peinlicher Grübeleien an sich tragen, für die Erkenntniß des inneren Wesens der Krystallisationserscheinungen von berechtigter Bedeutung sind.

So finden sich häufig auf den Krystallflächen regelmässige Streifungen und Vertiefungen, die der aufmerksamen Beobachtung nicht entgehen. Wie nun die ersteren als ein bequemes Mittel erkannt worden sind, um zwillingsartige Verwachsungen zu bestimmen, so ist auch den regelmässigen Vertiefungen, besonders durch die Untersuchungen von Leydolt (Sitzber. d. k. k. Akad. d. 10. Bd. 15, Heft I. 1855) eine bemerkenswerthe Bedeutung gegeben.

Diese Arbeit behandelt eine neue Methode die Struktur und Zusammensetzung der Krystalle, speciell der Quarzkrystalle, zu untersuchen und gelangt in den nachstehenden drei Sätzen zu folgendem Resultat:

- » 1. Durch die Einwirkung einer langsam lösenden Flüssigkeit entstehen auf den natürlichen oder künstlich erzeugten Flächen der Krystalle regelmässige Vertiefungen, welche ihrer Gestalt und Lage nach ganz genau der Krystallreihe entsprechen, in welche der Körper selbst gehört.
2. Diese Vertiefungen sind gleich und in einer parallelen Lage, so weit das Mineral ein ganz einfaches ist, dagegen bei jeder regelmässigen oder unregelmässigen Zusammensetzung verschieden gelagert.
3. Die Gestalten, welche diesen Vertiefungen entsprechen kommen, wie man aus allen Erscheinungen schliessen muß, den kleinsten regelmässigen Körpern zu, aus welchen man sich den Krystall zusammengesetzt denken kann.«

Die in dem dritten Satz ausgesprochene Ansicht wird jedoch um so weniger unsere Zustimmung erhalten können, je einfacher sich die obigen Erscheinungen aus dem natürlichen Wachsthum der Krystalle, ohne Herbeiziehung der atomistischen Anschauung erklären lassen.

Der ausgebildete Krystall ist nämlich in den allerwenigsten Fällen das Product eines einzigen centralen Kraftsystemes. Die meisten Krystalle und besonders die des Quarzes haben das Bestreben, sich in gesetzmässiger Lage, entweder in einfacher oder zwillingsartiger Verwachsung an einander zu reihen und so das grössere Individuum zu erzeugen. Man darf diese Thatsache jedoch nicht so erklären wollen, als fände ein Aneinanderwachsen schon gebildeter kleiner Krystalle, etwa durch Flächattraction statt; vielmehr gruppiren sich in der Krystallisationsflüssigkeit, die im Augenblick des Krystallisirens entstehenden centralen Kraftsysteme, in Folge ihrer Polarität parallel nach einander, und erzeugen so das von der präzisen stereometrischen Form abweichend gebildete Individuum, wie ich das in meiner Inaugural-Dissertation: *Ueber die genetischen Azen der orthometrischen Krystallsysteme*, Tübingen 1868, des Näheren entwickelt habe. Den sichersten Beweis für diese Ansicht bieten die skelett-

artigen Bildungen, die Erzeugung größerer und meistens wasserhaltiger Krystalle, bei vollkommener Ruhe der Krystallisationsflüssigkeit und endlich die durch verdünnte Flusssäure geätzten Bergkrystallschnitte, wie sie Leydolt in o. a. Abhandlung (Taf. II Fig. 2, Taf. III Fig. 7, Taf. IV Fig. 1 und 2) so schön abgebildet giebt.

Die Quarzkrystalle wachsen entweder nach den Flächen der hexagonalen Säule erster oder zweiter Ordnung an einander; meistens treten beide Verwachsung an derselben Stufe auf. Dadurch entstehen aber nothwendigerweise auf den Dihexaëderflächen die bekannten dreieckigen Vertiefungen mit rhomboëdrischem Charakter, wie sie Fig. 11 Taf. IX die Abbildung eines Quarzkrystalls aus einer Druse unbekannten Fundortes deutlich zeigt.

An diesem Exemplar sind die einzelnen Individuen so mit einander verwachsen, wie es aus der schematischen Fig. 12 ersichtlich ist.

Die hierdurch erzeugten Lücken können nun entweder umschlossen werden durch zwei Dihexaëderflächen z , z , und einer Säulenfläche r (Fig. 12), oder durch drei Dihexaëderflächen, wie es Fig. 13 veranschaulicht.

Hierbei muß das, auf der Dihexaëderfläche sich abgränzende Dreieck seine Grundlinie stets der dihexaëdrischen Ecke zukehren und wenngleich ein anderer Fall, bei veränderter Verwachsung wohl denkbar wäre, so habe ich denselben doch nicht beobachtet.

In vielen Fällen sind diese Lücken durch kleine Quarzkrystalle ausgefüllt, und zwar so, daß die innere und äußere Anordnung den Hauptindividuen entsprechen, die die Vertiefung bilden. — Dieser letztere Umstand muß nach den Untersuchungen von Frankenheim (Band CXI, S. 39, dieser Annalen), die die Einwirkung von Krystallen in der Krystallisationsflüssigkeit auf unmittelbar in ihrer Nähe sich bildende Individuen außer Zweifel setzen, naturgemäße erscheinen.

Diese Ausfüllungsaggregate lösen sich bei Behandlung mit verdünnter Flusssäure am schnellsten, weil ihr Zusam-

menhang in sich und mit dem Hauptkrystall jedenfalls kein so inniger ist, als in dem letzteren selbst. — Fig. 11 Taf. IX zeigt deutlich die noch nicht ausgefüllten Vertiefungen, sowie die Anlage ihrer Bildung.

Würden wir diesen Krystall senkrecht zu seinen Säulenflächen durchschneiden, so müßten wir mit Nothwendigkeit auf der Schnittfläche eine Anordnung der Art finden, wie sie Fig. 14 zeigt. Durch die Zusammenlagerung der hexagonalen Säulen entstehen auf der Schnittfläche gleichseitige Dreiecke, deren Umschließung durch die Säulenflächen dreier Individuen gebildet wird. (Vergleiche auch die Abbildungen von Leydolt in o. a. Abhandlung.)

Durch verschiedene Gruppierung (Fig. 14 und 15) entstehen nun die Formen, die Leydolt durch $+r$, $-r$, $+l$ und $-l$ bezeichnet.

Dieselben müssen nun, wenn sie auf den Schnittflächen mit versteckten Dihexaëderflächen abschließen (Fig. 16), nach dem Aetzen mit verdünnter Flusssäure die rhomboëdrischen Vertiefungen zeigen, wie sie in Fig. 17 bis 20 abgebildet sind.

Auf die Entzifferung der von Leydolt Taf. III Fig. 1 — 6 gezeichneten Combinationsflächen, die in den rhomboëdrischen Vertiefungen von ihm beobachtet worden sind, muß ich verzichten, da mir keine Messungen der in den Vertiefungen entstehenden Combinationskanten zu Gebote stehen.

Ich glaube durch diese Betrachtungen die Untersuchung von Leydolt in das richtige Licht gestellt zu haben, ohne daß dadurch ihre Bedeutung für die krystallographische Forschung im Geringsten geschmälert worden wäre.

V. Prüfung der Werthe für die elektromotorischen Kräfte zwischen Wasser und einigen Metallen mit Hülfe der galvanischen Compensation; von E. Gerland.

Eine vor Kurzem von mir veröffentlichte Bestimmung der elektromotorischen Kräfte zwischen Wasser und einigen Metallen ¹⁾ unter Anwendung eines Metall-Glas-Wasser-Condensators hatte Zahlen ergeben, aus denen einige Folgerungen über die grössere Berechtigung der chemischen oder der Contacttheorie der Elektricitätserregung durch Berührung sich zu ergeben schienen. Die grossen Schwierigkeiten, die derartige Versuche immer mit sich bringen, wenn sie zuverlässige Resultate liefern sollen, liessen es mich sehr wünschen, die gewonnenen Zahlen auf irgend eine Weise zu controliren und es erschien die Poggendorff'sche Compensationsmethode ²⁾ hierzu sehr gut geeignet, wenn man als erregende Flüssigkeit Wasser wählte. Taucht man nämlich zwei leitend verbundene Metalle M und M' in Wasser, so entsteht im Verbindungsdraht ein Strom, der seine Entstehung der elektrischen Erregung der Metalle durch einander und derjenigen durch das Wasser verdankt. Nimmt man die letztere, wie sie es meistens ist, negativ, so wird die elektromotorische Kraft, die den Strom im Verbindungsdraht hervorruft, gegeben durch die Summe $M/M' + HO/M + M'/HO = M/M' + HO/M - HO/M'$, diese muß durch den gegengerichteten Strom eines Elementes aufgehoben werden. Sie soll im Folgenden kurz mit $M/HO/M$, bezeichnet werden. Wendet man also als Elektroden nacheinander die früher von mir untersuchten Metalle, Zink, Kupfer, Silber, Gold und Platin an, so müssen die sich ergebenden Zahlen in denselben Verhältnissen

1) Diese Annalen Bd. CXXXIII, S. 513.

2) Diese Annalen LXX, S. 60.

stehen, wie die mit den früheren Zahlen, nämlich für $\text{Zn} / \text{Cu} = 100$.

$\text{Zn} / \text{HO} = -61,6$; $\text{Cu} / \text{HO} = -33,0$; $\text{Ag} / \text{HO} = -17,0$

$\text{Au} / \text{HO} = -33,7$; $\text{Pt} / \text{HO} = -44,7$

sich ergebenden Summen. Ich habe diese Untersuchung angestellt; die Resultate derselben darzulegen ist der Zweck der gegenwärtigen Mittheilung.

Die Poggendorff'sche Compensations-Methode wurde mit der sehr bequemen Abänderung von Du Bois-Reymond¹⁾ angewendet. In den Stromkreis eines Daniell'schen Elementes war ein 0^{mm},1 dicker, etwa 1^m,663 langer Platindraht eingeschaltet, an dem die Enden eines Zweigstromes verschoben werden konnten. Der Draht war durch Hrn. Stud. Nieuwenhuyzen-Krusemann sorgfältig calibriert und seine einzelnen Theile von ganz gleichem Widerstande befunden. Die elektromotorischen Kräfte der in den Zweigstrom nebst einem Weber'schen Galvanometer eingeschalteten Wasserelemente waren also der Länge des Platindrahtes, die der Zweigstrom durchlief, einfach proportional. Die drei Drahtrollen des Galvanometers waren eingeschaltet; die zu untersuchenden Platten waren von ganz gleicher Gröfse und mittelst Schraubzwingen bis zu einer bestimmten Marke zwischen parallelepipedische Holzstücke geklemmt, die auf den ebenen Rand eines Glasgefäßes aufgelegt wurden. Dadurch waren sie bei allen Versuchen gleich weit entfernt und indem in dem Gefäß das Wasser auf bestimmter Höhe erhalten wurde, war die eingetauchte Fläche der Platten in allen Fällen gleich groß. Sie betrug jedesmal $2 \times 39,0$ Quadratcentimeter. Die Platten waren mit galvanischen Ueberzügen versehene Messingplatten und wurden vor jedem Eintauchen alle mit Leinen und Leder, die Zink- und Kupferplatte vorher noch mit feinem Smirgelpapier kräftig abgerieben. Der Platinüberzug war nach der kürzlich von Böttger²⁾ angegebenen

1) Du Bois-Reymond, Abhandlungen der Berl. Akad. 1862.

2) Böttger in Erdmann und Werther's Journ. für pract. Chemie Bd. 103, S. 311.

Methode unter Anwendung eines ziemlich schwachen Stromes erhalten, mußte jedoch, da er zum Theil durch das Abputzen abgerieben wurde, im Laufe der Versuche erneuert werden.

Die Resultate mußten von den Fehlern, die die Schwankungen der Stellung des Magnetstabes, die Veränderung der Oberflächen der Platten und die Ab- oder Zunahme der elektromotorischen Kraft des Daniell'schen Elementes verursachen konnten, möglichst frei gehalten werden. Hierzu war ein Haupterforderniß, daß die Einstellung des Galvanometers auf seine Ruhelage möglichst rasch nach Eintauchen der Platten erfolgte. War dies nicht möglich, so mißlangen die Versuche jedesmal. Tauchte man aber die Platten ein und war ein Strom vorhanden, so erhielt das Galvanometer einen Stofs und kam nicht sogleich zur Ruhe, so daß vom Augenblick des Eintauchens bis zu dem des Einstellens viel zu lange Zeit verfloss, als daß man hätte annehmen dürfen, daß die Platten, namentlich die Zinkplatte, an der das Wasser viel stärker als an den andern adhärirte, weder oxydirt noch polarisirt worden wären. Nach dem ersten Einstellen wurden also die Platten wieder herausgenommen und wieder in der angegebenen Weise gereinigt, wieder eingetaucht und der Rheostat vorläufig eingestellt. Die andern Combinationen wurden dann nach einander eingetaucht, der Rheostat genau eingestellt und nach den so gefundenen Zahlen die erste corrigirt. Eine neue Einstellung bei Eintauchen der ersten Combination ergab dann wieder eine Correction dieser Zahl und dieß wurde so lange fortgesetzt, bis sich in möglichst kurzer Zeit constante Werthe ergaben. So durfte ich hoffen, die aus den genannten Quellen stammenden Fehler soviel wie überhaupt möglich beschränkt zu haben. Ein Einfluß der Temperaturänderungen konnte wegen der Kleinheit derselben die Resultate nicht beeinflussen.

Die auf Millimeter mit Schätzung der Zehntel abgelesenen Drahtlängen mußten in denselben Verhältnissen stehen, wie die aus den früheren Zahlen gebildeten Summen, welche

den
der
toris
trole
 L_1 ,
 L_3 d
entsp
sich
so er

1)

2)

3)

den einzelnen Combinationen entsprechen. Zugleich gewährt der Umstand, daß die gefundenen Zahlen das elektromotorische Gesetz wiedergeben müssen, eine sehr gute Controle. Bezeichnet man die beobachteten Drahtlängen mit L_1 , L_2 , L_3 , so daß L_1 der Combination, die die größte, L_3 der, die die kleinste elektromotorische Kraft entwickelt, entspricht, die zugehörigen elektromotorischen Kräfte, wie sie sich aus den früheren Zahlen berechnen, mit E_1 , E_2 , E_3 , so ergab sich folgendes:

$$\begin{aligned}
 1) \text{ Für Zn / HO / Ag} \dots L_1 &= 155,21^{\text{cm}} \dots E_1 = 153,3 \\
 \text{„ Zn / HO / Cu} \dots L_2 &= 130,44 \dots E_2 = 128,6 \\
 \text{„ Zn / HO / Ag} \dots L_3 &= 24,54 \dots E_3 = 24,7 \\
 L_2 + L_3 &= 154,98 \\
 L_1 - L_2 - L_3 &= +0,23 \\
 \frac{L_1}{L_2} &= 1,190 & \frac{E_1}{E_2} &= 1,192 \\
 \frac{L_3}{L_2} &= 0,188 & \frac{E_3}{E_2} &= 0,192.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2) \text{ Für Zn / HO / Au} \dots L_1 &= 171,19^{\text{cm}} \dots E_1 = 142,9 \\
 \text{„ Zn / HO / Cu} \dots L_2 &= 154,13 \dots E_2 = 128,6 \\
 \text{„ Cu / HO / Au} \dots L_3 &= 17,34 \dots E_3 = 14,3 \\
 L_2 + L_3 &= 171,47 \\
 L_1 - L_2 - L_3 &= -0,28 \\
 \frac{L_1}{L_2} &= 1,111 & \frac{E_1}{E_2} &= 1,111 \\
 \frac{L_3}{L_2} &= 0,113 & \frac{E_3}{E_2} &= 0,111.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3) \text{ Für Zn / HO / Pt} \dots L_1 &= 158,97^{\text{cm}} \dots E_1 = 139,9 \\
 \text{„ Zn / HO / Cu} \dots L_2 &= 145,72 \dots E_2 = 128,6 \\
 \text{„ Cu / HO / Pt} \dots L_3 &= 13,34 \dots E_3 = 11,3 \\
 L_2 + L_3 &= 159,06 \\
 L_1 - L_2 - L_3 &= -0,09 \\
 \frac{L_1}{L_2} &= 1,091 & \frac{E_1}{E_2} &= 1,088 \\
 \frac{L_3}{L_2} &= 0,092 & \frac{E_3}{E_2} &= 0,088.
 \end{aligned}$$

Die Abweichungen vom elektromotorischen Gesetz bleiben durchaus in den Gränzen der möglichen Fehler. Auch die Uebereinstimmung der Verhältnisse $\frac{L_1}{L_2}$, $\frac{L_3}{L_2}$ und $\frac{E_1}{E_2}$, $\frac{E_3}{E_2}$ ist eine genügende, wie sogleich noch deutlicher hervortreten wird. Es schien deshalb nicht nöthig, die höchst mühsame Verbindung dreier Beobachtungen beizuhalten und ich habe mich in einigen weiteren Versuchen darauf beschränkt, nur das Verhältniß der elektromotorischen Kräfte zweier Wasserelemente, von denen das eine immer Zn / HO / Cu war, zu bestimmen. Die Art der Beobachtung blieb dabei dieselbe. War das Daniell'sche Element oder die Declination des Magnetstabes nicht constant genug, so ist die Beobachtung des einen Werthes mit dem Mittel aus einer vor und einer nach ihr gemachten des andern verbunden, was geschehen konnte, indem die Aenderungen langsam, die zum Wechseln und Reinigen der Platten erforderliche Zeit nur kurz und in den einzelnen Fällen nahezu gleich war.

Die so erhaltenen Werthe sind mit den vorigen in folgender Tabelle zusammengestellt. Spalte 1 enthält die beobachteten Längen L_1 oder L_3 entsprechend der in der Ueberschrift bezeichneten Combination; Spalte 2 die zugehörige Länge entsprechend Zn / HO / Cu = L_2 ; Spalte 3 den Quotient $\frac{L_1}{L_2}$ oder $\frac{L_3}{L_2}$; Spalte 4 den unter Voraussetzung des Werthes Zn / HO / Cu = 128,6 mit Hilfe des aus derselben Reihe in Spalte 3 entnommenen Quotienten berechneten Werth der elektromotorischen Kraft der durch die Ueberschrift bezeichneten Combination; Spalte 5 die Unterschiede der Zahlen in Spalte 4 mit dem unter derselben stehenden Werthe von M / HO / M', wie er sich nach den früheren Zahlen ergab.

1) Zink-Wasser-Silber.

$M/HO/M' = L_1$	$Zn/HO/Cu = L_2$	$\frac{L_1}{L_2}$	$M/HO/M'$	Diff.
Für $L_2 = 128,6$				
cm	cm			
155,21	130,44	1,190	153,0	+ 0,3
158,29	131,94	1,199	154,2	- 0,9
169,54	140,18	1,209	155,5	- 2,2
174,50	146,40	1,192	153,3	0
164,44	139,34	1,180	151,8	+ 1,5
Zn / HO / Ag im Mittel			153,6	
Zn / HO / Ag nach den früheren Zahlen			153,3	
			-0,3	

2) Zink-Wasser-Gold.

171,19	154,13	1,111	142,8	+ 0,1
161,16	145,04	1,111	142,9	0
173,00	151,64	1,141	146,7	- 3,8
167,82	151,68	1,106	142,3	+ 0,6
158,74	145,04	1,095	140,8	+ 2,1
Zn / HO / Au im Mittel			143,1	
Zn / HO / Au nach den früheren Zahlen			142,9	
			-0,2	

3) Zink-Wasser-Platin.

158,97	145,72	1,091	140,3	- 0,4
142,52	129,59	1,100	141,4	- 1,5
166,89	156,14	1,009	137,5	+ 2,4
165,94	153,76	1,079	138,8	+ 1,1
170,34	176,58	1,087	139,8	+ 0,1
Zn / HO / Pt im Mittel			139,6	
Zn / HO / Pt aus den früheren Zahlen			139,9	
Differenz			+0,3	

4) Kupfer-Wasser-Silber.

24,54	130,44	0,188	24,2	+ 0,5
Cu / HO / Ag aus den früheren Zahlen			24,7	

5) Kupfer-Wasser-Gold.

17,34	154,13	0,113	14,5	- 0,2
Cu / HO / Au aus den früheren Zahlen			14,3	

6) Kupfer-Wasser-Platin.

13,34	145,72	0,092	11,8	- 0,5
Cu / HO / Pt aus den früheren Zahlen			11,3	

Der hier zu Grunde gelegte Werth für $\text{Zn}/\text{HO}/\text{Cu} = 128,6$ ist nun freilich noch mit dem Beobachtungsfehler der früheren Beobachtungen behaftet. Der letztere kann im Maximum 3 Einheiten bei jeder der Werthe für die elektromotorischen Kräfte erreichen. Bringt man diese so ungünstig wie möglich an, nämlich $\text{Zn}/\text{Au} = 112$, $\text{Zn}/\text{HO} = -58,6$, $\text{Au}/\text{HO} = -30,7$, $\text{Cu}/\text{HO} = -30,0$, und nimmt unter den Verhältnissen $\frac{L}{L_2}$ dasjenige, das am weitesten ausweicht, nämlich für $\text{Zn}/\text{HO}/\text{Au}$ $\frac{L}{L_2} = 1,141$, so erhält man einen Fehler von nahezu 9 Proc. des sich alsdann für $\text{Zn}/\text{HO}/\text{Au}$ ergebenden Werthes 133,9. Der sich ergebende grösste Fehler beträgt aber noch nicht 3 Proc., die Differenzen der Spalte 5 bleiben demnach weit unter der äussersten Fehlergränze und ihre geringe Grösse ist somit als die Uebereinstimmung der mit der Compensation und der mit dem Condensator gefundenen Werthe beweisend anzusehen.

Der Umstand jedoch, dass ausser den vorgeführten Beobachtungen eine mindestens ebenso grosse Zahl als zum Theil ganz widersprechende Resultate gebend verworfen werden musste, liess mich fürchten, dass ich, da ich wusste, welche Zahlen etwa zu erwarten waren, nicht vorurtheilsfrei geprüft hätte. Ich habe jedoch die vorgeführten Zahlen mit grösster Sicherheit gefunden, wenn bei sehr reiner Oberfläche der Metalle alle Manipulationen frei von Störungen verliefen. Hatte eine Platte eine Zeit lang gelegen, so gab sie gewöhnlich erst nach einigen misslungenen Versuchen, also wiederholtem Abreiben, die gewohnten Werthe. Auch bei den edlen Metallen mussten einigemal stärkere Mittel als Abreiben angewendet werden, wenn die Werthe der elektromotorischen Kräfte schwankend waren. Namentlich wurde die Platinplatte alsdann etwas dunkler; Abreiben mit reiner Salzsäure und darauf folgendes sorgfältiges Abwaschen und Abputzen gab ihr jedoch ihre frühere Beschaffenheit zurück; ebenso that dies bei der Goldplatte, die lange unbenutzt gelegen hatte, gute Dienste, bei der Silberplatte Abreiben mit Ammoniakwasser.

D
funde
Meth
theils
geben
L

VI.

Zun
wird
welc
Körp
tend
ßend
Dreh
thod
Mass
lator
Bew
leiste
nicht
gung
fällt
kann

1) I

Die vorgeführten Zahlen bestätigen also die früher gefundenen und lassen somit einestheils die damals angewandte Methode als zweckentsprechend erscheinen, als sie anderentheils den dort gezogenen Folgerungen eine neue Stütze geben.

Leiden, im Juni 1869.

VI. Ueber die Bedeutung der Isolatoren in der Elektrizitätslehre;

von Th. Schwedoff,

Docent an der Universität zu Odessa.

II. Abhandlung.¹⁾

Vertheilung der elektrischen Massen bei einer einfachen Franklin'schen Tafel.

Zur Untersuchung der Vertheilung der elektrischen Massen wird gewöhnlich die elektroskopische Methode angewendet, welche wesentlich darin besteht, daß man zu untersuchende Körper an verschiedenen Stellen ihrer Oberfläche mit leitenden und isolirten Körperchen berührt, und dann abstoßende oder anziehende Wirkungen der letzteren in einer Drehwaage mißt. Bei vollständigen Leitern ist diese Methode brauchbar, da bei diesen Körpern die elektrischen Massen sich wirklich auf Oberflächen vertheilen. Bei Isolatoren aber ist das nicht der Fall. Da diese Körper der Bewegung der elektrischen Massen einen großen Widerstand leisten, so ist für den Gleichgewichtszustand dieser Massen nicht nöthig, daß keine Kraft auf sie wirke; diese Bedingung der Constanz des Potentials im Inneren der Isolatoren fällt fort, und die in der Theorie des Potentials sehr bekannte Gleichung:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

1) Die erste Abhandlung findet sich in dies. Ann. Bd. 135, S. 418 u. 495.

verliert ihre Gültigkeit. Daraus folgt, daß die Dichtigkeit der elektrischen Massen auch im Innern eines Isolators kann von Null verschieden seyn. Zur Messung dieser Dichtigkeit aber ist die elektroskopische Methode nicht brauchbar, und zwar aus folgenden Gründen. In der Theorie des Potentials wird folgendes Theorem bewiesen: Sind in einem geschlossenen Raume wirkende Massen vertheilt, so kann die Wirkung dieser Massen auf einen äußeren Punkt durch die Wirkung anderer Massen ersetzt werden, die nur auf der Oberfläche des Raumes vertheilt sind. Untersuchen wir also die Wirkung einer Oberfläche, so können wir noch nicht entscheiden, ob die wirkenden Massen sich auf der Oberfläche selbst befinden, oder in dem Raume, welcher von dieser Oberfläche selbst umgeben ist. Dieser Umstand ist oft aus der Acht gelassen worden, und deshalb haben die bis jetzt ausgeführten elektroskopischen Untersuchungen der Isolatoren mehr Anlaß zu Mißverständnissen gegeben, als Aufklärung über die Vorgänge bei der Elektrisirung der Isolatoren. Wenn aber das Elektroskop seine Dienste für die Isolatoren versagt, so giebt es andere Mittel die Vertheilung der Elektrizität in ihnen zu untersuchen. Aus dem Princip der Erhaltung der Kraft folgt, daß die Wirkungen, welche durch eine elektrische Entladung hervorgebracht werden, äquivalent sind der Zunahme des Potentials der elektrischen Massen auf sich selbst während der Entladung. Da aber eine jede Zunahme des Potentials durch eine Aenderung in der Anordnung der elektrischen Massen begleitet seyn soll, so muß nothwendig eine bestimmte Beziehung bestehen zwischen den Entladungswirkungen und der Vertheilung der elektrischen Massen vor und nach der Entladung. Ich will diese Beziehung für den Fall einer Franklin'schen Tafel näher bezeichnen.

a) Häufen sich die Elektrizitätsmengen $+Q$ und $-Q$ während der Ladung einer Tafel nur auf den belegten Oberflächen derselben, und nimmt die isolirende Zwischenschicht keinen Theil daran, so muß die Zunahme des Potentials während der Entladung vollständig bestimmt seyn durch

die G
und
aeq
vom
b)
schic
geben
men.
geföh
schrie
Entla
als d
Beleg
isolir
folgt
noch
Bew
Bew
hend
ladun
Entl
es b
Entl
betr
kann
die
Nac
dun
gene
gun
resp
lege
in l
sche
• Kör
legu
1)
P

die Gröfse der Belegungen, die Dicke der isolirenden Schicht und die Elektricitätsmenge Q . Diese Zunahme und die ihr aequivalenten Entladungswirkungen müssen unabhängig seyn vom Stoffe der isolirenden Zwischenschicht.

b) Hängen aber die Entladungswirkungen von der Zwischenschicht ab, so muß es in der Zwischenschicht selbst Massen geben, welche während der Entladung in Bewegung kommen. Die Versuche, welche ich in dieser Beziehung ausgeführt und im Bande CXXXV (1868) dieser Annalen beschrieben habe, zeigen, daß die Erwärmung während der Entladung einer Franklin'schen Tafel aus Hartgummi mehr als die Zweifache der des Glases ist, obgleich die Gröfsen der Belegungen, die Elektricitätsmengen Q , und die Dicken der isolirenden Schichten bei beiden Tafeln gleich sind. Daraus folgt, daß außer den Elektricitätsmengen $+Q$ und $-Q$ noch in der Zwischenschicht selbst elektrische Massen in Bewegung kommen. Es versteht sich von selbst, daß die Bewegung der Massen, welche die aus der Entladung entstehende Zunahme des Potentials bestimmt, während der Entladung stattfindet, und nur so kurze Zeit dauert, wie die Entladung selbst. Für kurze und dicke Metalldrähte, wie es bei meinen Versuchen der Fall war, ist bekanntlich die Entladungszeit so kurz, daß sie kaum 0,001 einer Secunde betragen kann¹⁾. Die so kurze Zeit dauernde Bewegung kann nur in gut leitenden Körperchen zu Stande kommen, die sich in der isolirenden Zwischenschicht befinden können. Nach dem soeben Gesagten stellt sich der Proceß der Ladung und Entladung einer Franklin'schen Tafel in folgender Weise dar. Bezeichnen wir die metallischen Belegungen der Tafel mit A und B . Häufen wir an ihnen respective die Elektricitätsmengen $+Q$ und $-Q$, so zerlegen sich in demselben Momente die elektrischen Massen in leitenden Körperchen, welche sich im Inneren der Zwischenschicht befinden, und zwar so, daß $+e$ sich in allen Körperchen gegen die Belegung B , und $-e$ gegen die Belegung A wendet. Entladen wir die Mengen $+Q$ und $-Q$

1) Nach Wheatstone und Feddersen.

dadurch, daß wir die Belegungen leitend mit einander verbinden, so verbinden sich auch die Mengen $+e$ und $-e$ in einem jeden Körperchen mit einander. Ich will hier erwähnen, daß eine ähnliche Ansicht über die Isolatoren schon viel früher von Kohlrausch gefaßt wurde. Clausius hat später diese Ansicht der mathematischen Analyse unterworfen. Der Unterschied besteht darin, daß jene Ansicht hypothetisch aufgestellt wurde und zur Erklärung der Rückstände dienen sollte; dazu wurde die Nebenannahme gemacht, die Körperchen in der Zwischenschicht seyen schlechte Leiter, so daß elektrische Massen eine geraume Zeit brauchen um sich in ihnen zu zerlegen und zu verbinden. Da aber von Clausius bei der Berechnung des Potentials der elektrischen Massen auf sich selbst keine analytische Formel eingeführt worden ist, welche der letzteren Voraussetzung der unvollkommenen Leitung entspräche, so können die von ihm erhaltenen Formeln auch für den Fall der vollkommenen Leitung der Körperchen gelten. Ich will hier diese Formeln mit den von mir ausgeführten Versuchen vergleichen, und aus dieser Vergleichung Schlüsse ziehen über die Beschaffenheit der Isolatoren. Bezeichnet g das Verhältniß zwischen dem Volumen, welches von leitenden Körperchen eingenommen ist, und dem ganzen Volumen des Isolators bei einer Franklin'schen Tafel, $+Q$ und $-Q$ die Elektricitätsmengen, welche sich auf der belegten Oberfläche befinden, c die Dicke der isolirenden Schicht, s ihre Oberfläche, so findet Clausius für das Potential aller freien am Condensator angehäuften elektrischen Massen auf sich selbst folgenden Ausdruck ¹⁾

$$W = -\frac{2\pi c}{s} \cdot \frac{1-g}{1+2g} \cdot Q^2$$

Nach der Entladung finden sich keine freien elektrischen Massen mehr vor. Das Potential ist jetzt Null, so daß die Zunahme des Potentials während der Entladung ist:

1) Clausius Abhandlungen über die Wärmetheorie. Zweite Abtheilung. S. 156.

$$\frac{2\pi c}{s} \cdot \frac{1-g}{1+2g} \cdot Q^2 \dots \dots \dots (\alpha)$$

und die ihr entsprechende Entladungswirkung Δ ist

$$\Delta = k \frac{1-g}{1+2g} \cdot Q^2 \dots \dots \dots (\beta)$$

Wo k eine Constante bezeichnet, welche von den gewählten Einheiten abhängt. Da Condensatoren, bei welchen Glas, Hartgummi, Schellack, Schwefel, Luft, als Isolatoren dienen, bei ihrer Entladung immer eine bestimmte Wirkung erzeugen, seyen es physiologische, inductive oder Wärmewirkungen, so hat Δ einen positiven von Null verschiedenen Werth. Dasselbe muß auch für die rechte Seite der Gleichung (β) gelten, was nur dann möglich ist, wenn $g < 1$. Daraus folgt der Satz:

Das von den leitenden Körperchen eingenommene Volumen ist immer kleiner als das ganze Volumen des Isolators.

Da Entladungswirkungen bei verschiedenen Isolatoren verschieden, wenn auch die zur Ladung dienenden Elektricitätsmengen gleich sind, so hängt die linke Seite der Gleichung (β) vom Stoffe des Isolators ab. Dasselbe gilt für die rechte Seite dieser Gleichung und folglich für g . Daraus folgt:

Das von den leitenden Körpern eingenommene Volumen ist für verschiedene Isolatoren verschieden.

Für Glas und Hartgummi hat also g verschiedene Werthe, welche ich durch g_0 und g_1 bezeichnen will. Die Entladungswirkungen werden respective

$$\Delta_0 = k \frac{1-g_0}{1+2g_0} Q^2$$

$$\Delta_1 = k \frac{1-g_1}{1+2g_1} Q^2.$$

In den von mir ausgeführten Versuchen habe ich alle Wirkungen auf die Erwärmung im Schließungsdrahte beschränkt. Ich habe gefunden, daß die Erwärmung bei einer Tafel aus Hartgummi 2,2 Mal größer als bei einer Glastafel ist. Daher

$$\frac{d_1}{d_0} = 2,2$$

und folglich

$$\frac{1-g_1}{1+2g_1} : \frac{1-g_0}{1+2g_0} = 2,2$$

d. h.

$$\frac{1-g_1}{1+2g_1} = 2,2 \frac{1-g_0}{1+2g_0}.$$

Da g_1 nothwendig zwischen 0 und 1 liegt, so muß die linke Seite der letzten Gleichung zwischen 1 und 0 liegen. Dasselbe gilt auch für die rechte Seite der letzten Gleichung, so daß

$$2,2 \frac{1-g_0}{1+2g_0} < 1.$$

Daraus folgt

$$g_0 > \frac{1,2}{4,2}$$

D. h. das Volumen, welches leitende Körperchen im Glase einnehmen, beträgt mehr als $\frac{1}{4}$ des ganzen Volumens des Glases.

Daraus sieht man, daß dieses Volumen nicht so unbedeutend ist, daß man es bei der Behandlung der Vertheilung elektrischer Massen an einem Condensator vernachlässigen könnte. Dieses von den leitenden Körperchen eingenommene Volumen hat noch einen anderen Einfluß auf die elektrischen Erscheinungen. Von ihm hängen wesentlich ab: erstens die Schlagweite, d. h. die Länge des Entladungsfunkens, und zweitens die Arbeit, welche zur Ladung eines Condensators verwendet werden soll. Die Schlagweite nämlich hängt von der Spannungsdifferenz der beiden Belegungen ab, und folglich von der Potentialniveaudifferenz aller freien elektrischen Massen auf beiden Belegungen. Bezeichnet K diese Niveaudifferenz in dem Falle, wo keine leitenden Körperchen in der Zwischenschicht vorhanden sind und K' dieselbe Niveaudifferenz im Falle der Anwesenheit dieser Körperchen, so findet Clausius zwischen diesen Größen folgende Beziehung ¹⁾

$$K' = \frac{1-g}{1+2g} K,$$

1) Clausius Abhandlungen, zweite Abtheilung S. 153.

wo g die vorige Bedeutung hat. Für Glas ist $g > \frac{1}{4}$ und folglich ist $K' < \frac{1}{2} K$, d. h.

Die Potentialniveaudifferenz bei der Ladung einer Glas-tafel beträgt nicht die Hälfte der Niveaudifferenz, welche eintreten würde, wenn das Glas keine leitenden Körpertheilchen enthielte.

Derselbe Satz würde auch für die Schlagweiten gelten, wenn diese den Potentialniveaudifferenzen proportional wären. Da aber bei der Entladung die metallischen Belegungen eines Condensators durch einen Draht mit einander verbunden werden, so kann dadurch die Vertheilung der Massen und in Folge dessen auch die Schlagweite, in der Weise abgeändert werden, daß sie nicht mehr der Potentialniveaudifferenz entspricht, welche durch die obige Formel ausgedrückt ist. Da diese Niveaudifferenz von g abhängt, so muß die Schlagweite auch vom Stoffe der isolirenden Zwischenschicht abhängen. Der Versuch zeigt wirklich, daß bei derselben Ladung die Schlagweite bei einer Tafel aus Hartgummi viel größer ist als die bei einer Glastafel.

Auch die Arbeit, welche man verwendet, um einen Condensator zu laden, muß verschieden seyn, je nach dem Stoffe der isolirenden Zwischenschicht; denn diese Arbeit muß äquivalent seyn den Entladungswirkungen, welche von g abhängig sind.

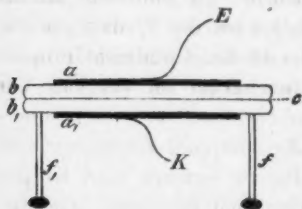
Vertheilung der elektrischen Massen bei einem zusammengesetzten Condensator.

Bis jetzt habe ich den Fall betrachtet, wo ein fester aus einem Stoffe bestehender Körper als isolirende Schicht dient. Ich habe für diesen Fall bewiesen¹⁾, daß die Erwärmung bei der Entladung der Dicke der Schicht proportional ist, vorausgesetzt, daß diese Dicke im Vergleich mit der Größe der Belegungen unbedeutend sey. Jetzt übergehe ich zu dem Falle, wenn die isolirende Zwischenschicht aus mehreren Körpern besteht, unter welchen auch Körper seyn können, die bewegliche Theilchen enthalten. Gesetzt, wir haben zwei Glasplatten, jede nur auf einer Seite mit

1) Diese Annalen 1868, Bd. CXXXV, S. 435.

Stanniol belegt, und so auf einander gelegt, daß ihre unbelegten Oberflächen einander berühren. Zwischen diesen Glasplatten, kann man noch eine oder mehrere unbelegten Glasplatten einschalten. Einen in ähnlicher Weise eingerichteten Condensator, dessen isolirende Schicht aus zwei oder mehreren Glasplatten besteht, und nur zwei Metallbelegungen hat, will ich einen zusammengesetzten Condensator nennen. Es versteht sich, daß die Dicke der isolirenden Schicht bei einem zusammengesetzten Condensator größer ist, als bei einem einfachen, aus einer Glasplatte bestehenden. Daher war es zu erwarten, daß die Erwärmung bei der Entladung eines zusammengesetzten Condensators desto größer wird, je weiter die Belegungen von einander abstehen.

Hr. Poggendorff hat diese Frage experimentell untersucht; er hat aber gefunden¹⁾, daß die Erwärmung in der Schließkette bei Zunahme der Entfernung zwischen den Belegungen abnimmt. Daraus hat Poggendorff den Schluß gezogen, die Erwärmung nähme mit der Dicke der Zwischenschicht ab, was der Theorie widersprechen würde. Ich will zeigen, daß dieser Widerspruch nur scheinbar ist, und daher kommt, daß Hr. Poggendorff nur den Theil der Erwärmung beobachtet hatte, der sich in der metallischen Schließkette entwickelt, und die Vorgänge nicht in die Rechnung gezogen hat, welche in den Luftschichten vor sich gehen, die sich zwischen den unbelegten Oberflächen der Glasplatten befinden.



Der von mir untersuchte Condensator besteht aus zwei Glasplatten b und b_1 (400^{mm} Breite und Länge, $1,4^{\text{mm}}$ Dicke), welche jede nur auf einer Seite Stanniolbelegungen a und a_1 haben (143^{mm} im Durchmesser) und auf vier Glasfü-

ßen f ruhen. Die Belegung a ist mit einer Elektrisirmaschine E , die Belegung a_1 mit dem elektrischen Com-

1) Diese Annalen Bd. CXXVI, S. 307.

mutator¹⁾ K in Verbindung. Dadurch konnte ich die letztere Belegung abwechselnd mit einer Maafsflasche und mit dem Luftthermometer verbinden.

Erster Versuch. Ich lade den Condensator mit Elektrizitätsmenge q , isolire die obere Belegung, verbinde die untere mit einem Ende des Thermometerdrahtes, dessen anderes Ende mit der Erde verbunden ist, entlade den Condensator dadurch, dafs ich die obere Belegung auch mit der Erde verbinde. Aus vier Versuchen habe ich für die Erwärmung im Thermometer folgende Zahlen bekommen.

5,0

5,0

5,0

4,5

 im Mittel 4,9

Zweiter Versuch. Ich lade den Condensator mit derselben Elektrizitätsmenge q , isolire die obere Belegung von der Elektrisirmaschine, verbinde die Belegung der unteren Platte mit einem Theile des Thermometerdrahtes, und folglich mit der Erde, hebe ich die obere Glasplatte a auf eine bedeutende Höhe (1 bis 2 Fufs) über der unteren Platte und verbinde in dieser Lage die Belegung der oberen Platte mit der Erde. Man könnte denken, dafs jetzt die sich an den Belegungen befindenden elektrischen Massen $+q$ und $-q$ in die Erde übergehen würden, da diese Massen nicht mehr auf einander wirken und die Belegungen mit der Erde in Verbindung sind. Man kann sich aber überzeugen, dafs fast die ganzen Elektrizitätsmengen $+q$ und $-q$ auf den Belegungen verbleiben. Denn als ich die Platte b_1 wieder in ihre frühere Lage gebracht und den Condensator in der früheren Weise entladen hatte, bekam ich aus vier Versuchen folgende Zahlen:

5,5

5,0

4,5

4,0

 im Mittel 4,7

1) Diese Annalen Bd. CXXXV, S. 422 (1868).

Man sieht, daß die Erwärmung im zweiten Versuche fast dieselbe ist als im ersten. Es giebt also außer den Massen $+q$ und $-q$ noch andere Massen, welche ich durch $+e$ und $-e$ bezeichnen will, und welche auf die erstere bindend wirken, wenn die Glasplatten in großer Entfernung von einander stehen. Diese Massen sind auf den unbelegten Oberflächen der Glasplatten vertheilt, so daß die Glasplatte a mit zwei entgegengesetzten Elektricitätsmengen $+q$ und $-e$, und die Glasplatte a_1 mit $+e$ und $-q$ geladen ist. Um die Richtigkeit dieser Ansicht zu prüfen, habe ich folgenden Versuch ausgeführt.

Dritter Versuch. Auf einem Glasfusse ist eine Messingplatte M horizontal befestigt. Nachdem ich den oben beschriebenen Condensator mit $+q$ und $-q$ geladen habe, hebe ich die obere Glasplatte b auf und lege sie mit der unbelegten Oberfläche auf die Messingplatte M . Als ich die Messingplatte M mit dem Luftthermometer und die obere Belegung a mit der Erde metallisch verbunden hatte, entstand eine Entladung, welche die Flüssigkeit im Luftthermometer um 2,2 Scalentheile verschob. Dasselbe Resultat habe ich auch mit der unteren Glasplatte bekommen, als ich sie mit der unbelegten Oberfläche auf die Messingplatte M gelegt, dieselbe mit dem Luftthermometer, und die Belegung a_1 mit der Erde verbunden hatte.

Aus diesem Versuche kann man folgende Schlüsse ziehen:

Ladet man nur die äußeren Oberflächen eines zusammengesetzten Condensators, dessen isolirende Schicht aus zwei Glasplatten besteht, so wird dadurch jede Glasplatte auf beiden Seiten mit entgegengesetzten Elektricitäten geladen. Jede Platte kann für sich allein entladen werden, und die dadurch erzeugte Erwärmung beträgt die Hälfte von derjenigen, welche man bei der Entladung des ganzen Condensators bekommen würde.

Bezeichnen also $+q$ und $-q$ die Elektricitätsmengen, welche sich auf den äußeren belegten Oberflächen befinden und $-e$, $+e$ die Mengen, welche auf den unbelegten Oberflächen der Glasplatten vertheilt sind, so entsteht bei der

Entla-
des:
sche-
— e
welch-
der E-
ein a-
im L-
meng-
bleib-
klein-
größ-
die S-
Erw-
Glas-

VII.

In
daß,
selb-
Stro-
elek-
der
beso-
gen,
kön-
liche
(1)

Entladung eines zusammengesetzten Condensators Folgendes: $+q$ und $-q$ verbinden sich mit Hülfe der metallischen Schließkette und durch den Thermometerdraht; $-e$ und $+e$ aber verbinden sich durch die Luftschicht, welche sich zwischen den Glasplatten befindet. Ein Theil der Entladungswärme entwickelt sich in dieser Luftschicht, ein anderer in der metallischen Schließkette und folglich im Luftthermometer. Da die Summe der beiden Wärmemengen bei derselben Ladung des Condensators constant bleiben muß, so fällt die Erwärmung im Thermometer desto kleiner aus, je größer sie in der Luftschicht wird, d. h. je größer der Widerstand dieser Schicht, folglich, je dicker die Schicht ist. Daraus entspringt die Erscheinung, daß die Erwärmung im Thermometer bei zunehmendem Abstände der Glasplatten abnimmt.

VII. *Ueber den transversalen Magnetismus des Eisens und des Stahles;* *von Dr. Emil Villari,*

Professor am K. Technischen Institut zu Florenz.

I.

Ueber einen mechanischen oder Erschütterungs-Strom.

In einer früheren Arbeit¹⁾ machte ich darauf aufmerksam, daß, wenn man einen Eisenstab stark schlägt, nachdem derselbe in seiner Längsrichtung von einem starken elektrischen Strome durchlaufen wurde, in dem Stabe selbst ein neuer elektrischer Strom entsteht, welcher dieselbe Richtung wie der erste hat. Hinsichtlich der Natur dieser Erscheinung beschränkte ich mich in der angegebenen Arbeit, nur zu sagen, daß ein solcher Strom elektro-magnetischer Natur seyn könne, oder auch nicht. Indefs schien mir eine ausführlichere und genauere Untersuchung einer solchen Erschei-

1) Pogg. Ann. Bd CXXVI, S. 87. 1865.

nung nöthig, und als ich eine solche vornahm, gelangte ich zu Resultaten, welche einige Berücksichtigung zu verdienen scheinen; ich will mir deshalb erlauben, sie hier kurz mitzutheilen.

Um die in der angegebenen Arbeit erwähnten Erscheinungen von Neuem zu studiren, befestigte ich auf einem langen Tische mittelst zweier starker hölzernen Klemmschrauben, welche von zwei entsprechenden Füßen gestützt wurden, einen zwei Meter langen und 15^{mm} dicken Eisenstab. Der Tisch und der Stab waren winkelrecht gegen den magnetischen Meridian gestellt, um so jeder von der Erde herkommenden störenden Induction auf die Resultate des Experimentes vorzubeugen. Der Stab wurde hierauf durch zwei dicke mit Seide umwickelte und zusammengedrehte Kupferdrähte mit 5 bis 10 großen Bunsen'schen Elementen in Verbindung gesetzt, deren Strom in dem Stabe umgekehrt werden konnte, mittelst eines in die Kreisbahn eingeführten Quecksilber-Commutators. Außerdem setzten zwei andere mit Seide umwickelte und ebenfalls zusammengedrehte Kupferdrähte die äußeren Enden des Stabes mit einem Spiegel-Galvanometer in Verbindung, welches ungefähr 3 Meter weit von dem Stabe abstand. Diese zweite Kreisbahn, in welche das Galvanometer eingeschlossen war, wurde durch einen Quecksilber-Unterbrecher unterbrochen, alle Male, wenn man den Strom der Säule durch den Stab gehen liefs.

Das Spiegelgalvanometer war nach dem Wiedemann'schen Systeme construirt und wurde durch ein in die Nähe des Stabes gestelltes Fernrohr beobachtet, so dafs ich zu gleicher Zeit mit diesem experimentiren und das Galvanometer im Auge haben konnte. Das Galvanometer wurde durch einen unter ihm liegenden dicken magnetischen Stab so vollkommen wie möglich astatisch gemacht.

Nachdem so Alles in Ordnung gestellt war, der Stab, das Galvanometer und das Fernrohr, liefs ich einen elektrischen Strom von 5 Bunsen'schen Elementen durch den Stab gehen, und nachdem ich darauf die Kreisbahn der Säule unterbrochen hatte, brachte ich das Galvanometer mit

dem Stabe in Verbindung, welcher, darauf geschlagen, folgende Abweichungen in Millimetern am Galvanometer verursachte:

1. Versuch. Beim Schlagen des Stabes wich
das Galvanometer ab + 20^{mm}
2. Versuch. Beim Schlagen des Stabes wich
das Galvanometer ab - 20^{mm}

Der zweite Versuch wurde angestellt, nachdem man den Strom in der, der ersten entgegengesetzten Richtung durch den Stab geleitet hatte.

Der Strom also, können wir sagen, den man durch Schlagen eines Eisenstabes erhält und den wir der Kürze wegen mechanischen oder Erschütterungs-Strom nennen werden, kehrt sich mit der Richtung des Stromes der Säule um, nachdem der Stab von einem starken elektrischen Strome durchlaufen worden ist.

Dieser Erschütterungs-Strom hat ebenfalls die Richtung des ersten Stromes, wie sich leicht beweisen läßt, wenn man, nachdem man die Richtung des primitiven Stromes notirt hat, den Verbindungspunkt des Kupferdrahts des Galvanometers mit dem Eisenstabe erhitzt: Man wird so einen thermo-elektrischen Strom von bekannter Richtung erzeugen, welcher, wenn er in seiner Richtung am Galvanometer betrachtet wird, dazu dienen kann, die Richtung des mechanischen Stromes kenntlich zu machen.

Dieser Erschütterungs-Strom verändert sich jedoch nicht, wenn man für einen Augenblick den primitiven Strom hindurchgehen läßt, oder auch für längere Zeit oder mehrere Male, in der Länge des Stabes; die Intensität dieses Stromes vermehrt sich hingegen merklich, wenn man den Stab durch wiederholtes Schlagen während des Durchganges des Stromes der Säule erschüttert. Die Versuche, welche eine solche Vermehrung des mechanischen Stromes beweisen, sind hier unten angeführt. Die Zahlen stimmen mit den gemessenen galvanometrischen Abweichungen in Millimetern überein.

- 1^a. Versuch. Primitiver Strom ¹⁾ für einen einzigen Augenblick abgeschlossen. Mechanischer Strom ²⁾ — 16.
2. Versuch. Primitiver Strom für 3 Minuten abgeschlossen. Mechanischer Strom — 17.
3. Versuch. Primitiver Strom, mehrmals unterbrochen. Mechanischer Strom — 16.
4. Versuch. Der Stab wird während des Durchgangs des primitiven Stromes geschlagen. Mechanischer Strom — 50.
- 4.^{his} Versuch. Die Richtung des primitiven Stromes umgekehrt + 50.

Es ist jedoch gut zu bemerken, daß die Intensität und Schnelligkeit, mit denen man den Stab schlägt, einen großen Einfluß auf die Resultate des Experimentes haben; weswegen es nöthig ist, um vergleichende Versuche anzustellen, den Stab, so viel es möglich, immer auf dieselbe Art zu schlagen.

Solche Ströme erhält man *caeteris paribus* stärker mit ausgeglühtem, als mit hartem Eisen; dennoch erhält man auch welche mit letzterem und sogar mit gehärtetem Stahle: mit letzterem ist es jedoch nöthig zur Beobachtung ein sehr empfindliches Galvanometer anzuwenden. So konnte ich, als ich mit einem 2,30 Meter langen und 5^{mm} starken Stahlstabe experimentirte, einen Erschütterungs-Strom von 20 bis 30^{mm} mit einem sehr empfindlichen Spiegel-Galvanometer erzielen. Letzteres war durch ein Galvanometer mit astatischen Nadeln des Thermo-Multiplikator gebildet und durch Hinzufügung eines sehr leichten Spiegels, welcher wie gewöhnlich durch ein gutes Fernrohr beobachtet wurde, empfindlicher gemacht.

Die Ströme, um welche es sich handelt, kann man auch noch durch einfache Induction erzielen. Und wirklich wenn man den Strom der Säule durch einen im Innern eines

1) Der Kürze wegen nenne ich primitiven Strom den der Säule, der durch den Stab geht.

2) Unter mechanischem Strome wird der verstanden, der wie weiter oben gesagt ist, durch wiederholtes Schlagen des Stabes erzielt wird.

eisernen Rohres isolirten Draht gehen läßt, wird derselbe in die für den gewöhnlichen Erschütterungs-Strom erforderlichen Verhältnisse gesetzt, wenn man das besagte Rohr stark schlägt: und außerdem kann man den besagten Strom in dem im Innern isolirten Drahte erhalten, wenn man das Rohr schlägt, nachdem es von dem primitiven Strome durchlaufen wurde, und schliesslich ist es selbstverständlich, daß man ebenso denselben mechanischen Strom erhalten kann, wenn man den primitiven Strom durch den innern Draht des Rohres gehen läßt, ihn dann unterbricht, sodann den besagten Draht mit dem Galvanometer in Verbindung setzt und darauf das Rohr schlägt: alsdann wird das Galvanometer durch den sich im innern Drahte entwickelnden Strom abweichen. Bei allen diesen Weisen, auf die man den mechanischen Strom erhält, ist zu bemerken, erstens, daß er immer dieselbe Richtung wie der primitive Strom hat; und zweitens, daß er immer bedeutend stärker ist, wenn man das Rohr erschüttert während es sich unter der Wirkung des primitiven Stromes befindet. Zum Beweise des Gesagten führe ich hier einige von den vielen von mir erhaltenen Resultaten an, und bemerke, daß zwischen dem einen und dem andern Versuche das Rohr jedesmal der Wirkung des Stromes der Säule ausgesetzt wurde, sey es direkt, indem man ihn durch das Rohr gehen liefs, sey es indirekt, indem man ihn durch den innern Draht gehen liefs; das Rohr wurde jedesmal während der Wirkung des Stromes stark geschlagen. Die gegebenen Zahlen stimmen wie gewöhnlich mit den auf der Scale in Millimetern gemessenen Abweichungen des Galvanometers überein.

1. Versuch. Der Strom der Säule ging durch	
den inneren Draht. Das Galvanometer steht	
in Verbindung mit dem Rohre. Mechanischer	
Strom	+ 80.
Versuch wiederholt	+ 110.
Id. Nachdem der primitive Strom umgekehrt war	— 70.
Id. Das Rohr wurde während des Durchganges	
des primitiven Stromes nicht geschlagen . .	+ 35.

2. Versuch. Der Strom ging durch das Rohr, das Galvanometer steht in Verbindung mit dem innern Drahte. Mechanischer Strom. . + 80.

Hinsichtlich der Umstände, welche die Intensität des Erschütterungs-Stromes verändern können, ist es nöthig, in erster Reihe die Intensität und Schnelligkeit zu setzen, mit der man den Stab schlägt; ferner ist es nöthig, die Natur des Stabes zu berücksichtigen, da man wie gesagt, *caeteris paribus*, mit weichem Eisen stärkere Ströme als mit hartem, und noch schwächere mit Stahl erhält. Die Dicke des Drahtes hat aus mehreren Gründen Einfluß: erstens, mit sehr dünnen Drähten, wie mit Klaviersaiten, fehlt fast jede Erscheinung: und auch mit sehr dünnen Stäben ist die Erscheinung nur sehr schwach, vielleicht weil sie schwer zu erschüttern sind, oder auch, weil der sich über einen größern Conductor ausbreitende Strom nicht so leicht mit seiner ganzen Kraft auf diesen induciren kann, als wenn er durch einen dünneren Stab geht. Als ich hingegen mit einem Telegraphen-Eisendraht experimentirte, erhielt ich, wenn ich denselben schlug, sehr starke Ströme, ja sogar solche, welche die Scale leicht aus dem Gebiete des Fernrohres rückten, während mit stärkeren Stäben die Abweichungen sich auf 100^{mm} oder wenig mehr beschränkten.

Diese mechanischen Ströme verschwinden nach den ersten Erschütterungen, und um sie von neuem zu erzeugen ist es nöthig, von neuem und zwar stärker zu erschüttern, bis sie endlich vollkommen verschwinden. In diesem Falle wird es nöthig seyn, den Strom der Säule von neuem durch den Stab zu leiten und ihn so zu einem neuen Experimente zuzubereiten.

Ehe ich weitergehe, scheint es mir nothwendig den Ursprung eines solchen mechanischen Stromes anzugeben, da man alsdann alle anderen Erscheinungen, die ich beschreiben werde, verstehen und unter sich leichter wird coordiniren können.

Hinsichtlich der Natur dieser Ströme können wir mit größter Wahrscheinlichkeit annehmen, dafs sie von einer magneto-elektrischen Induction abhängen.

Und wirklich führt ein elektrischer Strom, indem er durch den Mittelpunkt eines stählernen Ringes oder Scheibe geht, vermittelt eines perpendicular mit denselben gestellten Drahtes, wie bekannt, transversalen Magnetismus in dieselben ein, so dafs, wenn man den Ring oder die Scheibe in der Mitte theilen würde, man ihre Ränder, welche sich in Contact befanden, mit entgegengesetzter magnetischer Polarität begabt finden würde, welche sie angenommen haben würden, wenn man sie einzeln der Wirkung des Stromes ausgesetzt hätte. Derselbe transversale Magnetismus wird in einem Eisen- oder Stahldrahte oder Rohre erzeugt, wenn dieselben ihrer Länge nach von einem elektrischen Strome durchlaufen werden; ein Magnetismus, welcher sich nur zeigt, wenn man das Rohr der Länge nach theilt. Ebenso ist bekannt, dafs, wenn die Axe eines magnetischen Stabes über sich selbst einen geschlossenen Kreis bildet, der Stab nach Aussen keine Wirkung äufsern kann, weder eine magnetische, noch eine elektromagnetische, wenn die magnetischen Momente aller Theilchen, welche auf einander folgen, unter sich alle gleich sind, das heifst, wenn alle gleich starker magnetisirender Kraft ausgesetzt sind. So zeigt ein ringsum von einem mit Seide umwickelten Kupferdrahte eingehüllter Eisenring nach Aussen keine Wirkung, wenn man durch den Kupferdraht einen Strom gehen läfst.

Dasselbe mufs vorkommen und kommt wirklich vor im Falle des transversalen Magnetismus, welcher in einem in der Richtung seiner Länge durchlaufenen Eisenstabe erzeugt wird, da sich in diesem Falle der Stab äufserlich nicht magnetisch zeigt. Der elektrische Strom verstellt, während er den Eisenstab durchläuft, die Moleküle desselben auf analoge Art mit der, welche eine magnetisirende Spiralfeder in einem Elektro-Magnet erzeugt; zum mindesten sind in dem Elektro-Magnet die magnetischen Axen der Theilchen parallel oder fast parallel mit der Axe des Magnets gestellt, und im Falle des transversalen Magnetismus sind die magnetischen Axen der Theilchen perpendicular zu derselben Axe gestellt. Diese Weise, die Thätigkeit eines elek-

trischen Stromes, welcher durch einen Draht geht, aufzufassen, ist auch durch einige Versuche Wiedemann's¹⁾ bestätigt worden, durch die in einem Eisenstabe entwickelte magnetische Polarität, welcher tordirt wird, während er von einem elektrischen Strome durchlaufen wird, oder auch nach dem er von ihm durchlaufen ist.

Dieser transversale Magnetismus, welcher so durch die Wirkung eines elektrischen Stromes erzeugt wird, bleibt auch nach Unterbrechung des besagten Stromes, und desto stärker, als die durch die Wirkung des Stromes magnetisch verstellten Moleküle einen geschlossenen Kreis bilden. Die mechanischen Wirkungen müssen, wie die Erschütterungen, den Stab wenigstens zum größten Theile seinen Magnetismus verlieren lassen, indem sie die Theilchen des Eisens in ihre erste Stellung zurückkehren lassen. Und gerade durch diese Verstellung der Theilchen entwickelt sich der mechanische Strom, von dem weiter oben Erwähnung geschah.

Die Richtung des mechanischen Stromes also muß verschieden von derjenigen des primitiven Stromes abhängen, und muß außerdem dieselbe Richtung wie dieser haben. Es ist wirklich bekannt, daß ein elektrischer Strom, welcher sich von einer geschlossenen Kreisbahn entfernt, in dieser einen elektrischen Strom von der Richtung des sich entfernenden Stromes inducirt. Und wie der elektrische Strom der Säule während er längs dem Stabe geht, dessen elementare Ströme in seine eigene Richtung und mehr oder weniger parallel mit der Axe des Stabes stellt: so folgt daraus, daß, wenn diese elementaren Ströme sich von solchem Parallelismus entfernen, sie in den Stab Ströme von ihrer eigenen Richtung und somit von der Richtung des primitiven Stromes einführen müssen.

Nachdem wir also den Ursprung des mechanischen Stromes erkannt haben, wird es leicht seyn, die Einzelheiten der oben angegebenen Erscheinungen, wie auch der, welche wir noch darlegen, zu begreifen. *

1) Wiedemann, Galvanismus und Elektromagnetismus, Bd. II, S. 453. 1863.

Und erstens wird es klar, daß der mechanische Strom augenblicklich seyn und hervorgebracht werden muß, nur wenn man durch Schlagen des Stabes dessen Magnetismus zerstört. Man begreift außerdem, daß man solchen Strom deutlicher und stärker mit weichem Eisen als mit einem Stahlstabe erzielen muß. Und dann, da man in einer Röhre transversalen Magnetismus erregen kann, sey es, indem man dieselbe direkt von einem Strome durchlaufen läßt, sey es, indem man den Strom durch einen im Innern isolirten Draht hindurchleitet, so folgt daraus, daß der mechanische Strom im Rohre auch dann erzeugt wird, wenn dieses einfach durch einen durch seine Axe gehenden Strom magnetisirt wurde. Ebenso ist es klar, daß man den mechanischen Strom auch im innern Drahte erzeugen kann, wenn man das Rohr schlägt, indem in diesem Falle der magnetische Strom ein wirklicher inducirter elektro magnetischer Strom ist, welcher durch Verlust des Magnetismus des Stabes entstanden ist.

Es ist jedoch nützlich zu bemerken, daß ein auswendig an das Rohr oder an den Eisenstab gebrachter Draht eine sehr kleine oder keine Kraft hat den Eisenstab zu magnetisiren, weshalb die oben angegebenen mit äußerlich angebrachtem Drahte ausgeführten Versuche entweder gar nicht gelingen oder nur wenig ergiebig sind, wie ich mit einem äußerlich am Rohre angebrachten Drahte beobachtete. Sogar als ich den Eisenstab mit einem dicken Kupferrohre umgeben hatte, welches circa einen Meter lang und innerlich 5 oder 6 Centimeter weit war, erhielt ich darin, indem ich den Eisenstab schlug, durchaus keinen, an dem angewandten Galvanometer zu beobachtenden Strom.

Diese Bemerkung machte es mir möglich, die Intensität des mechanischen Stromes um Vieles zu vermehren. Und wirklich ist es, um die Intensität des mechanischen Stromes zu verstärken, nöthig, wie es natürlich ist, die Länge des Drahtes, mit dem man operirt, und damit auch die Induction auf denselben zu vergrößern. Auf diese Weise ist es mir gelungen, weit stärkere Ströme als die vorhergehenden zu erhalten, wenn ich einen mit Guttapercha bekleideten

langen Kupferdraht anwandte, welcher nur dreimal innerlich und äußerlich am Rohre zusammengebogen war, so daß man damit fast einen cylindrischen Magnet, dem Joule's ähnlich, herstellte. In solchem Falle kann man den Draht anwenden, um das Rohr zu magnetisiren, und dieses Rohr, um die mechanischen Ströme zu erhalten, indem man es in Verbindung mit dem Galvanometer setzt: oder man kann auch den Strom der Säule durch das Rohr leiten, und den Draht mit dem Galvanometer verbinden, um im Drahte den durch Induction erzeugten mechanischen Strom zu beobachten. In beiden Fällen ist der mechanische oder inducirte Strom immer bedeutend stärker als in den vorhergehenden Fällen, da im ersten Falle der transversale Magnetismus des Rohres bedeutend größer als in den vorhergehenden ist, und im zweiten die Induction in dem Draht stärker ist, weil sie auf einem längern Draht bewirkt wird. Und das kann man aus den folgenden Ziffern entnehmen:

Der Strom von 5 B. EL. ging durch das Rohr, welches geschlagen wurde. Der Galvanometer stand in Verbindung mit dem durch das Rohr gehenden isolirten Drahte:

1 Mal	3 Mal
Mechanischer Strom — 80	Mechanischer Strom — 230.

Nachdem der transversale Magnetismus des Rohres umgekehrt war:

Mechanischer Strom + 90	Mechanischer Strom + 230.
-------------------------	---------------------------

Wenn man hingegen den Stab mittelst des mehrmals im Rohre umgebogenen Drahtes magnetisirte, war der mechanische Strom, welcher sich im Rohre durch Schlagen desselben erzeugte, ein solcher, daß er leicht die Scale dem Gebiete des Fernrohres entrückte. Diese Erscheinung ist der, welche man mit dem gewöhnlichen Magnetismus erhält, vollkommen ähnlich. Wir werden hier sogar hinzufügen können, wie natürlich die Voraussetzung ist, daß jeder Erscheinung des gewöhnlichen Magnetismus eine analoge des transversalen entspreche. Und in der That, wenn man den von einem elektrischen Strome durchlaufenen Eisenstab schlägt,

verstärkt sich sein Magnetismus, wie auch beim gewöhnlichen Magnetismus; weshalb der danach erzielte mechanische Erschütterungs-Strom stärker ausfällt, als wenn man das Rohr während seiner Magnetisirung nicht geschlagen hätte. Diese Verstärkung von transversalem Magnetismus wird gleichfalls direct durch einen Inductions-Strom angezeigt. Und wirklich, wenn man das Galvanometer mit einem seiner Länge nach von einem im Innern isolirten und von dem Strom mehrerer Säulen durchlaufenen Drahte durchgezogenen Röhre in Verbindung setzt, wird man bemerken, daß das Galvanometer abweicht, wenn man das Rohr schlägt, und zwar durch die Wirkung eines Stromes, welcher dasselbe in einer Richtung durchläuft, die der, welche durch den Draht geht, entgegengesetzt ist. Dieser ist ein neuer Erschütterungs-Strom, welcher leicht begreiflich einer Verstärkung von querlaufendem Magnetismus entspricht, während der vorübergehende mit einer Schwächung desselben Magnetismus übereinstimmt. Ich führe jetzt die Resultate von zweien unter den verschiedenen von mir angestellten Versuchen an:

Der Strom von 8 B. geht durch das Rohr. Das Galvanometer steht in Verbindung mit dem Drahte, der im Rohre isolirt ist, indem dieses geschlagen wurde — 500.

Indem das Rohr nach Unterbrechung des Stromes der Säule geschlagen wurde + 457.

Alle oben erklärten Erscheinungen kann man ebenso mit irgend einer andern Art von Erschütterung erzielen; und in der That entstehen sie vollkommen vermittelt der Torsion, soweit diese eine einfache mechanische Erschütterung hervorbringt. Deshwegen sind die durch Torsion erzeugten Erschütterungs-Ströme vollkommen unabhängig von der Richtung der Torsion, und man erhält sie sowohl durch Tordiren als durch Detordiren eines vorher tordirten Drahtes. Diese Ströme werden stärker durch die Winkel der Torsion und die Schnelligkeit, mit der sie ausgeführt wird; sie sind stärker mit weichem als mit hartem Eisen oder mit

Stahl, und verschwinden, nachdem der Stab mehrere Male tordirt wurde. Wenn man hingegen den Stab in entgegengesetzter Richtung tordiren würde, wird der Strom von Neuem zum Vorschein kommen, um nachher für immer vollkommen zu verschwinden; mit Ausnahme des Falles, daß man den Stab von Neuem von dem Strome der Säule durchlaufen ließe. Hier folgen einige Versuche, welche mit einem 2 Meter langen und 2,5^{mm} dicken Eisenstabe gemacht wurden. Dieser Eisenstab ward von dem Strome von 8 Bunsen'schen Elementen fortwährend durchlaufen und war in direkter Verbindung mit dem Galvanometer.

- 1) Wenn man den Stab von 0° zu 90° nach
 rechts wand + 214.
 Von 90° rechts nach 90° links + 125.
- 2) Nachdem der Strom von Neuem durchgelaufen war:
 Von 0 bis 90 rechts windend + 260.
 Von 90 rechts bis 90 links + 23.
- 3) Nachdem der Strom der Säule von Neuem in entgegengesetzter Richtung hindurchgeleitet war:
 Von 0 bis 90 rechtswindend — 260
 Von 90 rechts nach 90 links — 90.

Nach vielen Torsionen und Detorsionen in einer und der andern Richtung zeigen sich im Allgemeinen einige Ströme, welche von der Richtung der Torsion abhängen, und deshalb mit dem Wechsel der Richtung sich umkehren. Diese Ströme sind complexer Natur. Schon Matteucci¹⁾ hat bemerkt, daß, wenn man mit einer Spirale einen Eisenstab magnetisirt, welcher durch seine Enden mit einem Galvanometer in Verbindung steht, und darauf denselben in verschiedenen Richtungen tordirt, dann das Galvanometer Ströme anzeigt, welche ihrer Richtung nach von der Richtung der Magnetisirung und von der der Torsion abhängen. Wiedemann²⁾ sodann bemerkte, daß wenn man

1) Matteucci, *Ann. de Phys. et de Chim.* Bd. LIII, p. 385. 1858.

2) Wiedemann, *Galvanismus und Elektromagnetismus*, Bd. II, S. 453, 1863.

einen Eisendraht während oder nach dem Durchgange eines Stromes tordirt, derselbe mit einer Polarität magnetisirt wird, welche von der Richtung des Stromes und von der der Torsion abhängt. Es ist also klar, dafs, sowie der Draht durch die Erde magnetisirt wird, wenn er nicht genau perpendicular auf dem magnetischen Meridian steht, so auch folgt, dafs die Torsion einen zwar schwachen, aber an einem guten Galvanometer, wie der angewandte, doch bemerkbaren Strom erzeugen mufs: und dieser Strom variiert natürlich nach der Richtung der Torsion und nach der Inclination des Drahtes gegen den magnetischen Meridian. Im Falle sodann, dafs der Stab auf dem magnetischen Meridian vollkommen perpendicular stände, wird man mit der Torsion viel schwächere Ströme bemerken, wahrscheinlich erzeugt durch den Magnetismus, welcher in den Stab durch Wirkung seiner Torsion, nachdem er von einem elektrischen Strome durchlaufen wurde, inducirt worden ist. Deshwegen ist es schwierig einen Draht zu tordiren, ohne dafs sich in ihm ein elektrischer Strom entwickelt, welcher immer von einer oder der anderen Art magneto-elektrischer Induction abhängt.

II.

Einfluß des transversalen Magnetismus auf die Torsion.

Auf dieselbe Art, in der der transversale Magnetismus durch die mechanischen Wirkungen modificirt wird, können einige von diesen sogar in den Drähten durch den transversalen Magnetismus erzeugt werden, und das in vollkommener Analogie mit ähnlichen durch den gewöhnlichen Magnetismus erzeugten Modificationen. Wiedemann¹⁾ bemerkte schon, dafs der Durchgang eines Stromes durch einen von einer Spirale magnetisirten Eisendraht, diesen in einer Richtung tordirte, welche von der Richtung des Stromes und von der Magnetisirung abhing. Dieselbe Torsion beobachtete der Verfasser auch bei einfach durch die Erde oder auf irgend eine andere Art magnetisirten Drähten. Ich habe

1) Wiedemann, Galvanismus u. Elektromagnetismus Bd. II, S. 445, 1863.

eine Reihe von Versuchen mit Drähten gemacht, welche durch die Erde magnetisirt waren und habe genau dieselben Resultate erzielt, welche Wiedemann mit durch Spiralen magnetisirten Drähten erhielt; ich werde unten eine kleine Mittheilung davon machen, um desto mehr, als diese Erscheinungen nach dem Studium des weiter oben erläuterten transversalen Magnetismus sich demselben eng anschließen.

Die Drähte, mit denen ich experimentirte, waren mehr als 2 Meter lang, wurden durch eine in der Mauer befestigte Klemme in die Höhe gehalten, und nach unten mit Schrauben an einem cylinderrförmigen Messingfusse befestigt, welcher nach unten mit einem Messingstabe zusammenhing, welcher dazu diente, dicke bleierne Rollräder zu unterstützen, durch die der Draht gedehnt wurde, um solchergestalt seine Extremität mit einem Quecksilbergefaß zu verbinden, vermöge dessen der Strom durch den Draht geleitet wurde. Der Fuß trug außerdem einen Messingring, welcher dazu diente, einen Spiegel zu richten, der sich rings um den Fuß drehen und mehr oder weniger gegen den Horizont neigen liefs, um immer gegen ein Fernrohr zu stehen, welches mit seiner Skale versehen war. Wenn man durch das Fernrohr das Bild der Skale im am Fusse angebrachten Spiegel beobachtete, konnte man die am Drahte erzeugten Torsionen, wenn derselbe von einem elektrischen Strome durchlaufen wurde, messen. Das Fernrohr stand ungefähr 3 Meter vom Spiegel ab. Einige von den vielen erhaltenen Resultaten sind in der folgenden Tafel verzeichnet.

Dicke des angewandten Drahtes	Richtung des Stromes im Drahte	Torsion des Drahtes in Millimetern mit dem Fernrohr gemessen	Zahl der angewandten Elemente
2mm	Absteigend	— 30 ^{mm}	8 El. Bunsen
	Unterbrochen	— 21	
	Aufsteigend	+ 45	
	Unterbrochen	+ 34	
0 ^{mm} ,45	Absteigend	— 72	8 El. Bunsen
	Unterbrochen	— 31	
	Aufsteigend	+ 114	
	Unterbrochen	+ 61	
	Absteigend	— 100	

Aus diesen angeführten Versuchen erhellt, daß ein längs dem Drahte absteigender Strom denselben so tordirt, daß sein freies Ende sich wie ein Uhrzeiger dreht, wenn man den Draht von oben nach unten betrachtet: der aufsteigende Strom tordirt den Draht in entgegengesetzter Richtung; oder mit anderen Worten: wenn der Strom beim Nordpol ¹⁾ des Drahtes eintritt, wird dieser Pol, von gegenüber betrachtet, sich wie der Zeiger einer Uhr drehen, und in entgegengesetzter Richtung, wenn der Strom bei demselben Nordpol austritt.

Diese Drehung hängt ab von einer eigenthümlichen und wechselseitigen Wirkung zwischen dem vorher im Drahte existirenden Magnetismus und dem transversalen Magnetismus, den der Strom im Draht inducirt; denn wenn der Draht, mit dem man den Versuch macht, nicht magnetisirt ist, reducirt sich die Windung nur auf eine Abtheilung der Skale oder auch auf weniger. Und wirklich konnte ich, nachdem ich einen Draht normal mit dem magnetischen Meridian gestellt und mit Gewichten gedehnt hatte, beim Durchgange des Stromes keine diesem zuzuschreibende sichere Torsion sehen.

Die durch den Strom erzeugte Torsion wächst mit dem Wachsen des Stromes bis zu einem Maximum, welches man eher mit dünnen als mit dicken Drähten erreicht: ²⁾ über diesen Punkt hinaus erzeugt die Verstärkung des Stromes hingegen eine geringere Torsion; vielleicht durch Wirkung der Wärme, welche zur Erhitzung der Drähte hinzutritt. Hier sind die Zahlen, welche ein solches Gesetz bestätigen.

- 1) Man weiß, daß ein vertical gespannter Draht von gehärtetem Eisen durch die Wirkung des Erdmagnetismus derart magnetisirt wird, daß er einen Nordpol (für unsere Halbkugel) unten, und einen Südpol oben bekommt.
- 2) Es ist zu bemerken, daß der transversale Magnetismus in den Drähten ein Maximum von Intensität oder einen Sättigungspunkt haben muß, welcher, gerade wie es beim gewöhnlichen Magnetismus vorkommt, leichter bei den dünnen als bei den dicken Drähten zu erreichen seyn muß.

Dicke der Drähte	Zahl der Elemente	Abweichung der Sinusbusssole	Sinus der Abweichung	Torsion des Drahtes, mit dem Fernrohre gemessen
0mm,9	1 El. B.	14°	0,242	45
	2	23	0,391	74
	3	26	0,438	93
	4	29	0,485	113
	5			150
	6	32,30	0,537	139
2mm	1	14,6	0,244	97
	2	24	0,407	41
	3	28	0,469	62
	4	32,30	0,537	66
	6	33,45	0,555	68

Mit Drähten, welche man zum ersten Male anwendet, bemerkt man oft, daß sie, wenn sie sich auch durch die aufeinanderfolgenden Durchgänge des Stromes in den oben angegebenen Richtungen tordiren, dennoch die Torsion sich in einer Richtung immer verstärkt, bis sie sogar manchmal den Spiegel dem Gesichtsfelde des Fernrohrs entrückt. Diese Torsion, welche bei den verschiedenen Drähten verschiedener Richtung ist, verstärkt sich bis zu einem gewissen Punkte, nach dem die durch die aufeinanderfolgenden Durchgänge des Stromes erregte Erscheinung sich wie gewöhnlich zeigt. Es ist vielleicht möglich, daß diese Erscheinung von einer vorher existirenden Torsion abhängt, und daß sie mehr oder weniger in den Drähten vorkommt, wenn diese von der Rolle abgewickelt werden. Wie dem auch sey, so viel ist ganz sicher, daß der längs einem vorher tordirten Drahte gehende elektrische Strom, jenen theilweise detordirt, wie es durch die Wirkung einer magnetisirenden Spirale oder irgend eine mechanische Erschütterung geschehen würde; und im Allgemeinen ist die Detorsion desto größer, je größer die Torsion war.

Um diese Versuche anzustellen, stellte ich unter den Draht eine Pappscheibe in je 5° getheilt und befestigte an dem Drahte einen Zeiger, welcher über die Scheibe laufend dazu diente, die sich dem Drahte mittheilende permanente Torsion zu messen. Der Spiegel sodann war der Art am

Zeige
rohr
hab
Tors
Detor
zeich
wurd
ausge

Reihe
zahl

1.

2.

3.

4.

5.

F
tordi
von
sem
In v
von
sion
Stro
steig
Rich
gewe
mes,
sion.

Zeiger befestigt, daß er sich immer drehen und dem Fernrohr gegenüber stellen konnte. In der folgenden Tabelle habe ich durch — die mechanisch erzeugten Grade der Torsion in den Drähten und durch + die Millimeter der Detorsion des Drahtes, mit dem Fernrohre gemessen, bezeichnet, welche durch den Strom längs dem Drahte erzeugt wurden. Die angewandten Drähte waren alle vollkommen ausgeglüht.

Reihen- zahl	Zahl der Elemente	Torsions- grade	Richtung des Stromes	Torsion in Millimetern, durch den Strom er- zeugt	Torsion im nicht tordirten Drahte
1.	8 El. B.	— 100°	Absteigend	+ 36 ^{mm}	+ 12 ^{mm}
			Aufsteigend	+ 136	+ 19
			Absteigend	+ 66	
2.	10 El. B.	— 230	Aufsteigend	+ 133	
			Absteigend	+ 44	— 12
			Aufsteigend	+ 88	
3.	10 El. B.	— 325	Absteigend	+ 66	
			Aufsteigend	+ 133	
			Unterbrochen	+ 134	
			Absteigend	+ 77	
4.		— 460	Absteigend	+ 40	
			Aufsteigend	+ 126	
			Absteigend	+ 74	
5.		— 560	Absteigend	+ 38	
			Aufsteigend	+ 126	
			Absteigend	+ 74	

Ein Strom, welcher längs dem Drahte, welcher vorher tordirt war, geht, detordirt diesen theilweise, unabhängig von der Richtung des Stromes. Seine Wirkung ist in diesem Falle der einer mechanischen Erschütterung ähnlich. In vorstehender Tabelle bemerkt man außerdem, daß die von dem ersten absteigenden Strome verursachte Detorsion bedeutend geringer als die von dem aufsteigenden Strome bewirkte ist; und zwar, weil die Wirkung des aufsteigenden Stromes in einem nicht tordirten Drahte in der Richtung der Detorsion des vorher untersuchten Drahtes gewesen wäre, und die Wirkung des absteigenden Stromes, im Gegentheile, in der Richtung einer stärkeren Torsion.

Nach diesen ersten Detorsionen verhält sich der Draht wie gewöhnlich gegen die aufeinanderfolgenden Durchgänge des Stromes durch denselben. Wenn man ihn jedoch von Neuem tordirt, detordirt ihn der Strom, während er durchgeht, theilweise von Neuem.

Wenn indessen der Draht, nachdem er tordirt wurde, theilweise detordirt wird, der Art, dafs ihm so eine geringere permanente Torsion mitgetheilt wird, werden die ersten Durchgänge des Stromes, unabhängig von seiner Richtung, den Draht ein wenig tordiren, so dafs er ihn der primitiven Torsion nahe bringt. Und hier analog mit dem vorhergehenden Falle wirkt der Strom durch mechanische Erschütterung. Indem ich so den vorher auf 560 tordirten Draht anwandte, erhielt ich folgende Resultate:

No. der Reihe	Zahl der Elemente	Winkel der Detorsion	Richtung des Stromes	Abweichung des Spiegels in Millime- tern
1.	10 Bunsen	+ 150°	Aufsteigend	— 115 ^{mm}
			Absteigend	— 154
2.		+ 255	Aufsteigend	— 50
			Absteigend	— 160
3.		+ 355	Aufsteigend	— 40
			Absteigend	— 145

Bei jedesmaligem neuem Versuche wurde der Spiegel immer auf 0° gestellt. Man bemerke noch, dafs die Wirkung des aufsteigenden Stromes geringer als die des absteigenden ist, da er in einem nicht detordirten Drahte eine dem vorstehenden Falle entgegengesetzte Windung hervorgebracht haben würde. Dieselben Versuche wurden mit einem andern 0^{mm},9 dicken Drahte ausgeführt und gaben Resultate, welche den vorstehenden durchaus ähnlich waren. Ueber die Natur der Drähte bemerke ich, dafs die ausgeglühten Drähte wie gewöhnlich immer die Erscheinung mit gröfserer Intensität hervorbringen als die, welche man mit gehärteten Drähten erzielt.

Von den Tönen, welche durch den transversalen Magnetismus hervorgebracht werden.

Diese Erscheinungen von transversalem Magnetismus sind eng verwandt mit den Geräuschen und Tönen, welche durch die aufeinanderfolgenden Durchgänge und Unterbrechungen eines längs dem Drahte gehenden elektrischen Stromes erzeugt werden; wie es auch mit dem gewöhnlichen Magnetismus jene sind, welche durch aufeinanderfolgende Magnetisirung und Entmagnetisirung eines Eisenstabes mittelst einer Spirale erzeugt werden. Schon aus den langen und genauen Arbeiten De la Rive's¹⁾, Wertheim's und Anderer kann man entnehmen, daß diese Töne durch die Schwingung der Drähte erzeugt werden, welche durch die im Augenblicke der Magnetisirung und Endmagnetisirung der Drähte selbst erregte molekulare Bewegung hervorgebracht wird. Es ist also klar, daß die von den Drähten erzeugten Töne desto stärker seyn müssen, je ausgebreiteter die in den Drähten hervorgerufenen molekularen Bewegungen sind. Deshwegen habe ich bemerkt, daß man diese Geräusche stärker und vibrirter jedesmal erhält, wenn man längs den ausgeglühten Drähten einen unterbrochenen und bei jeder Unterbrechung umgekehrten Strom gehen läßt: und man erhält hingegen weit schwächere Geräusche, wenn man längs demselben Drahte denselben nur einfach unterbrochenen Strom leitet. Im ersteren Falle müssen die Bewegungen durch die Wirkung des Stromes weit ausgedehnter seyn als im zweiten, da alsdann jeder neue Durchgang des Stromes in dem Draht einen transversalen Magnetismus inducirt, welcher dem vorher bestehenden entgegengesetzt ist, während im zweiten Falle der inducirte Strom, indem er immer in derselben Richtung geht, nichts als eine einfache Vermehrung des zurückgebliebenen transversalen Magnetismus bewirkt.

Bei dieser Untersuchung wandte ich einen gut ausgeglühten, 15 Mal um einen hölzernen Rahmen von 1 Meter

1) De la Rive, *Traité d'Électricité* T. I, p. 297.

Länge gewundenen und an einem Monochorde befestigten, 0^{mm},5 dicken Draht an. Ein Unterbrecher, welcher auch zum Umkehren des Stromes benutzt werden konnte, war auf einer Terrasse und in großer Entfernung von meinem Laboratorium der Art aufgestellt, daß die von ihm hervorgebrachten Geräusche, wann er sich in Thätigkeit befand, nicht im Geringsten gehört wurden. Auf übereingekommene Zeichen liefs mein Assistent in den erwähnten Draht bald den einfach unterbrochenen Strom, bald den unterbrochenen und umgekehrten Strom gehen. Die Intensitäts-Differenz in diesen beiden Fällen war eine solche, daß die Distanz, in der man das Geräusch mit dem umgekehrten Strome vernehmen konnte, ungefähr die dreifache von der war, in welcher man das von dem einfach unterbrochenen Strome hervorgebrachte hörte.

Diese Erscheinungen verdienen eine gewisse Beachtung, insofern als sie beweisen, daß die Geräusche durch molekulare Bewegungen entstehen, welche während der transversalen Magnetisirung hervorgebracht werden; und ebenso sind sie ausgebreiteter, wenn man den transversalen Magnetismus umkehrt, als wenn man ihn nicht umkehrt. Ein weitläufigeres und genaueres Studium, welches ich schon über ein ähnliches Faktum unternahm, wird mich, wie ich hoffe, in den Stand setzen, binnen Kurzem neue Einzelheiten hinzuzufügen zu können.

Der bessere Effekt hinsichtlich des Geräusches, welchen man mit dem weichen als mit hartem Eisen erzielt, ist leicht verständlich, wenn man in Betracht zieht, daß der Magnetismus sich besser und stärker im Eisen erster als zweiter Qualität entwickelt.

Nachdem wir zu diesem Punkte gelangt sind, wird es wohl nicht überflüssig, die Untersuchungen über den transversalen Magnetismus mit denen des gewöhnlichen Magnetismus zu vergleichen, da sie mit diesen vollkommen übereinstimmen, wie man aus Folgendem entnehmen kann.

Transversaler Magnetismus.

1. Wenn man ein Eisenrohr stark schlägt, während es sich unter der magnetisirenden Wirkung eines elektrischen Stromes befindet, der in der Richtung seiner Länge durch einen im Innern isolirten Draht hindurchgeht, entwickelt sich im Rohre ein Strom in einer dem magnetisirenden Strome entgegengesetzter Richtung, welcher einer Verstärkung des transversalen Magnetismus entspricht.

2. Die Erschütterungen, nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes, erregen in dem Rohr, oder dem innern Draht oder auch in einem Eisenstab, einen neuen Strom, welcher die Richtung des magnetisirenden Stromes hat und einer Schwächung des transversalen Magnetismus des Stabes entspricht.

3. Die Torsion eines Stabes, nachdem derselbe von einem Strome durchlaufen worden, erregt in dem Stab einen neuen Strom, welcher die Richtung des magnetisirenden Stromes hat und einer Schwächung des transversalen Magnetismus entspricht. Solch ein inducirter Strom wächst etwas mit dem Winkel der Torsion.

Gewöhnlicher Magnetismus.

Wenn man einen Eisenstab, während er sich unter der magnetisirenden Wirkung einer Spirale befindet, stark schlägt, wird in einer zweiten einhüllenden Spirale ein Strom inducirt, der dem magnetisirenden Strome entgegengesetzt ist und einer Verstärkung des Magnetismus im Stabe entspricht.

Die Erschütterungen nach Unterbrechung des magnetisirenden Stromes induciren in der inneren Spirale einen anderen Strom, welcher die Richtung des magnetisirenden Stromes hat, und einer Schwächung des gewöhnlichen Magnetismus des Stabes entspricht.

Die Torsion eines Stabes, nachdem derselbe magnetisirt worden, inducirt in einer äußeren Spirale einen Strom, der die Richtung des magnetisirenden Stromes hat, und einer Schwächung des Magnetismus des Stabes entspricht. Solch ein inducirter Strom wächst etwas mit dem Winkel der Torsion.

Transversaler Magnetismus.

4. Die ferneren Torsionen des Stabes in derselben Richtung produciren einen kleinen oder gar keinen inducirten Strom: eine Torsion in entgegengesetzter Richtung reproducirt von Neuem einen mechanischen Strom, welcher noch einer Schwächung von transversalem Magnetismus entspricht. Fernere und wiederholte Torsionen in irgend einer Richtung produciren keine ähnlichen Ströme oder Schwächungen des transversalen Magnetismus mehr.

5. Wenn man einen Eisendraht, der nicht mit gewöhnlichem Magnetismus begabt ist, transversal magnetisirt, tordirt er sich nicht merklich.

6. Wenn man einen mit gewöhnlichem Magnetismus begabten Eisendraht transversal magnetisirt, tordirt er sich in einer Richtung, die von der Richtung des gewöhnlichen Magnetismus und der des transversalen Magnetismus abhängt.

7. Wenn man einen vorher tordirten Eisendraht transversal magnetisirt, de-

Gewöhnlicher Magnetismus.

Die ferneren Torsionen des Stabes in derselben Richtung produciren einen geringen oder gar keinen inducirten Strom in der Spirale: eine Torsion in entgegengesetzter Richtung reproducirt von Neuem einen inducirten Strom, der noch einer Schwächung von gewöhnlichem Magnetismus entspricht. Fernere und wiederholte Torsionen in irgend welcher Richtung produciren keine ähnlichen Ströme oder Schwächungen von gewöhnlichem Magnetismus mehr.

Wenn man einen nicht mit transversalem Magnetismus begabten Draht magnetisirt, tordirt er sich nicht merklich.

Wenn man mit einer Spirale einen mit transversalem Magnetismus begabten Eisendraht magnetisirt, tordirt er sich in einer Richtung, welche von der Richtung des transversalen Magnetismus und der des gewöhnlichen Magnetismus abhängt.

Wenn man einen vorher tordirten Eisendraht magnetisirt, detordirt er sich theil-

Transversaler Magnetismus.

tordirt er sich theilweise und immer mehr bei jeder neuen Torsion. Wenn man den Draht in entgegengesetzter Richtung transversal magnetisirt, detordirt er sich von Neuem. Ein tordirter und dann theilweise detortirter Draht tordirt sich von Neuem ein wenig, wenn er transversal magnetisirt wird.

8. Das Magnetisiren eines Drahtes in transversaler Richtung gilt in gewissen Effekten einer mechanischen Erschütterung gleich.

Die Erscheinungen des transversalen Magnetismus sind also übereinstimmend mit denen des gewöhnlichen, und weichen von diesem nur in der Art ab, in der sich die magnetischen Theilchen in den beiden Magnetisirungsarten orientiren. Demgemäß könnte man beinahe sagen, daß beim transversalen Magnetismus die Orientirung der Eisen-theilchen normal ist zu der, welche sich beim gewöhnlichen Magnetismus zeigt, und daß auch die Theilchen beim transversalen Magnetismus eine intermediäre Disposition haben, zwischen den beiden entgegengesetzten magnetischen Polaritäten, welche ein Eisenstab annehmen kann, wenn er von einer magnetisirenden Spirale magnetisirt wird.

- 1) Ueber alle diese Vergleiche des gewöhnlichen Magnetismus mit den von mir gefundenen Erscheinungen des transversalen Magnetismus, siehe Wiedemann, Galvanismus und Elektromagnetismus 1863, §. 375, 397.

Gewöhnlicher Magnetismus.

weise und immer mehr bei jeder neuen Torsion. Wenn man ihn in entgegengesetzter Richtung magnetisirt, detordirt er sich von Neuem. Ein tordirter und dann theilweise detordirter Draht tordirt sich von Neuem ein wenig, wenn er mit der Spirale magnetisirt wird.

Das Magnetisiren eines Drahtes mit einer Spirale gilt in gewissen Effekten einer mechanischen Erschütterung gleich ¹⁾.

VIII. *Untersuchungen über das Verhalten der Dämpfe gegen das Mariotte'sche und Gay-Lussac'sche Gesetz;*
von Dr. Hermann Herwig,

Privatdocent a. d. Univers. zu Bonn.

Zweite Abhandlung.

§. 1.

Im Nachfolgenden sind die Resultate enthalten, welche ich bei der Untersuchung des Aether- und des Wasserdampfes nach der in einer frühern Abhandlung ¹⁾ eingeschlagenen Richtung und mit Hilfe der dort beschriebenen Methode erzielte. Beide Körper zeigen sich für die Beantwortung der aufgestellten Frage weniger günstig, als dieses mit den früher gewählten der Fall war. Indessen werfen die folgenden Mittheilungen doch auf einige Hauptpunkte der Frage genügendes Licht und lassen außerdem weitere interessante Erscheinungen sehen, die bei meinen ersten Untersuchungen nicht eingetreten waren. Ich beginne mit der Darlegung der über den Aetherdampf gewonnenen Resultate.

Als ich diesen Dampf in gewohnter Weise zu untersuchen mich anschickte, veranlafte mich eine Explosion des Apparates, welche während des Sprengens der kleinen mit Aether gefüllten Kugel eintrat, eine geringe Abänderung des Verfahrens zu treffen derart, daß ich bei einer neuen Füllung im Augenblicke, wo ich die Aetherkugel in die Hauptröhre hineinliefs, ihren Schwanz abbrach. Auf diese Weise war eine directe Bestimmung der kleinen Luftmenge, die während einer solchen Operation im Allgemeinen mit in die Röhre hineindringt, nicht mehr möglich, weshalb ich sie indirect durch Messungen der Gesamtspannungen von Aether und Luft bei gleicher Temperatur und verschiedenen, jedoch stets mit gesättigtem Dampfe erfüllten Volumen zu

1) Maiheft dieser Annalen.

erre
sten
die
annä
in d
blase
bei
ich a
um s
Aethe
Damp
lichst
führte
und
Volu
Aethe
werde
B
Aethe
digen
sprec
brach
reduc
gen k
biken
eine
genw
den 1
0,02
men
man
der-A
komm
als 1
nisse
1) M
Pogg

erreichen suchte. Indessen konnte ich trotz der sorgfältigsten und zahlreichsten Messungen durch keine Annahme über die Gröfse der vorhandenen Luftblase zu einer auch nur annähernd constanten Maximalspannung des Aetherdampfes in den verschiedenen Volumen gelangen. Da mir die Luftblase zwei oder gar dreimal gröfser zu seyn schien, als es bei den frühern Untersuchungen je der Fall war, so kam ich auf die Vermuthung, dafs sie vielleicht grofs genug sey, um schon in ähnlicher Weise störend auf die Spannung des Aetherdampfes einzuwirken, wie es Regnault für denselben Dampf fand.¹⁾ Deshalb suchte ich eine nochmalige möglichst luftfreie Füllung des Apparates zu machen. Zuvor führte ich jedoch bei den beiden Temperaturen von 18° , 2 und 25° zahlreiche Messungen der bei den mannigfaltigsten Volumen stattfindenden Gesamtspannungen von Luft und Aether durch, auf die ich weiter unten zurückkommen werde.

Bei der neuen Füllung des Apparates mit 0,0729 Grm. Aether gelang die Fernhaltung der Luft in durchaus befriedigender Weise. Wiederholte Messungen der durch entsprechende Drucke auf ein möglichst kleines Volumen gebrachten Luftblase ergaben, dafs auf 0° und 760^{mm} Druck reducirt dieselbe allerhöchstens 0,02 Cubikcentimeter betragen konnte und dafs ihre wahrscheinlichste Gröfse 0,012 Cubikcm. sey. Gerade wegen der Kleinheit dieser Zahl war eine annähernde Bestimmung in dieser Weise trotz der Gegenwart des Aetherdampfes möglich. Die Zahl 0,012 ist in den Rechnungen angenommen worden. Die Annahme von 0,02 Cbikcm. würde in den kleinsten vorkommenden Volumen nur etwa um $0,5^{\text{mm}}$ die Spannung verändern, so dafs man dadurch zu kaum andern Zahlen gelangen würde. Bei der Annahme von 0,012 CC. beträgt in den kleinsten vorkommenden Volumen die Luftspannung nur etwas mehr als 1^{mm} , so dafs sie auf die gleich zu erwähnenden Verhältnisse von absolut keinem Einflufs seyn kann.

1) *Mémoire de l'institut t. XXVI*, p. 679.

Poggendorff's Annal. Bd. CXXXVII.

Es fanden sich nun für die vier angegebenen Temperaturen die in der folgenden Tabelle I verzeichneten Werthe der gleichzeitig stattfindenden Volumen v und Drucke p des Aetherdampfes. In den Drucken ist die Luftcorrection bereits gemacht. Die Volumen sind in Cubikcentimetern, die Drucke in Millimetern Quecksilberhöhe bei 0° angegeben. Zugleich sind die Producte $p v$ aus Druck und Volumen aufgeführt.

Tabelle L — Aether.

6,1°			18,2°			25°			35°		
v	p	pv	v	p	pv	v	p	pv	v	p	pv
6,33	242,67	16594	8,73	405,16	* 17106	7,63	530,16	17502	8,33	769,73	17825
28,98	240,12		15,9	403,36		15,77	528,06		28,37	755,38	
69,9	234,97		26,84	400,69		23,89	524,765		25,41	701,53	
73,46	225,88	17049	35,26	398,83	17256	30,35	521,06	17666	35,16	619,94	17904
136,79	124,29		41,4	395,02		33,45	517,42		48,88	515,34	
161,58	105,51		45,66	376,83		38,2	458,18		44,08	417,12	
180,27	94,805	17090	52,63	327,89	17383	43,4	406,52	17643	53,03	348,20	18465
			62,77	276,92		56,58	314		62,98	295,145	
			73,05	240,11		70,85	254,26		72,85	256,8	
		17750	88,87	198,82	17806	83,05	217,62	18073	81,14	231,57	18708
			102,73	172,795		97,15	187,01		91,05	206,54	
			114,46	155,565		107,88	169,02		98,88	190,325	
		17823	126,55	140,84	17846	120,93	150,95	18255	117,84	159,75	18825
			140,91	126,645		131,41	139,14		131,63	143,39	
			151,09	118,87		141,21	129,56		141,51	133,45	
		17959	157,32	113,77	17898	145,92	125,56	18323	145,62	129,94	18922
			173,23	103,54		151,18	121,29		151,58	124,62	
			178,27	100,56		157,43	116,68		156,01	121,38	
		17926			17926	161,29	113,76	18370	161,68	117,09	18931
						165,24	110,96		165,04	114,58	
						169,5	108,07		169,6	111,78	
		17926			17926	174,45	105,495	18403	175,66	107,96	18958
									179,87	105,52	

Der letzte Horizontalstrich bei jeder Temperatur bedeutet, wie in den in der frühern Abhandlung mitgetheilten Tabellen, das Eintreten des vollkommenen Gaszustandes, während der erste Horizontalstrich das Aufhören der Sättigung anzeigt. Die Gränze der Sättigung wurde durch Beobachtung des ersten Thaues, welcher sich beim Heruntergehen auf kleinere Volumina an den Wänden bildete, erkannt.

Die Tabelle zeigt die auffallende Erscheinung, daß der Aetherdampf von dem Momente ab, wo er anfängt sich in merklicher Weise zu condensiren, noch keine constante Spannung besitzt, sondern immer größere Spannungen annimmt, je mehr das Volumen eingeschränkt wird. Also eine ganz analoge Erscheinung, wie Regnault sie für den Aetherdampf bei Gegenwart von viel Luft fand, liegt hier beim Aetherdampf im luftleeren Raume vor.

Der Aether steht hierdurch im Gegensatz zu dem Alkohol, Chloroform und Schwefelkohlenstoff, bei deren Untersuchung ich nicht ein solches Verhalten fand.

Die Einflüsse, welche eine Verminderung der Spannung hervorrufen, müssen, wenn man aus dem Sättigungszustand in den überhitzten übergeht, auch in diesem Anfangs wenigstens wirksam seyn und die Spannungen auch dort kleiner machen, als sie es ohne diese Einflüsse seyn würden. Andernfalls würden eben außerhalb der Sättigungsgränze größere Spannungen sich finden, als bei den letzten Volumina innerhalb dieser Gränze. Man wird die ganze Erscheinung sich kaum anders erklären können, als durch Annahme einer zwischen den Wandungen des Apparates einerseits (d. h. um jede Möglichkeit ins Auge zu fassen, zwischen Glas und Quecksilber) und zwischen dem Aether andererseits besonders stark wirkenden Adhäsionskraft, vermöge deren, wenn man aus hochüberhitztem Zustand in kleinere Volumina hinabgeht, schon vor dem Erreichen des Volumens, welches ohne das Bestehen einer solchen Kraft dem rein gesättigten Dampfe entsprechen würde, der Dampf anfängt sich niederzuschlagen und nach dem Erreichen dieses Volumens sich in solchem Maasse niederschlägt und festhaftet,

dafs die in Dampfform übrig bleibende Menge Aether bei diesem ganzen Processe nicht in gleicher Weise, wie der ihr gebotene Raum, geändert wird. Bei sehr weiter Entfernung von der ideellen Sättigungsgränze nach dem überhitzten Zustand hin wird dagegen ein solcher Einflufs nicht mehr angenommen werden können. Das zeigt sich an den drei Temperaturen von $18,2^\circ$, 25° und 35° , wo die letzten Zahlen der Producte $p v$ constant werden und Dampfdichten geben (2,549, 2,548, 2,549), welche noch etwas unter der theoretischen 2,562 liegen, so dafs dort die Spannungen gewifs nicht mehr vermindert sind.

§. 2.

Unter diesen Umständen kann natürlicherweise der Aetherdampf nicht mit solcher Deutlichkeit über sein Verhalten zum Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze schliessen lassen, wie es bei den früher untersuchten Körpern der Fall war. Jedoch, meine ich, darf man aus dem Verlaufe der Zahlen der Tabelle I mit gröfster Wahrscheinlichkeit eine Bestätigung aller bei den frühern Dämpfen gewonnenen Resultate ableiten.

Wenn man für die drei letzten Temperaturen mit den schliesslichen Dampfdichten und den gröfsten Werthen p_1 der Spannungen nach dem frühern Gesetze $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a+t}$ (wo P und V für den vollkommenen Gaszustand gelten) das Gränzvolum v_1 der Sättigung berechnet, so erhält man:

t	$18^\circ,2$	25°	35°
v_1	43,6	33,7	23,6.

Diese Volumen entsprechen den Stellen, wo zuerst deutlich Thau gesehen wurde, und die zunächst folgenden gröfseren Volumen der Beobachtungsreihe zeigen eine so vermehrte Spannungsabnahme, dafs in der Nähe die ideelle Sättigungsgränze liegen mufs.

Was die Temperatur von $6^\circ,1$ betrifft, so ist dort auf der ganzen beobachteten Strecke noch der Einflufs der Adhäsionskraft merklich. Das gröfste erhaltene Product

$p_0 = 17090$ entspricht noch nicht der Dampfdichte 2,549; dazu würde der Werth 17183 erforderlich seyn. Nimmt man dagegen für das Volumen 73,46 eine etwa um 8 Millimeter größere Spannung an, was gewiß richtig ist mit Rücksicht auf die Spannungsdifferenz, die innerhalb der Sättigungsgränze zwischen den beiden Volumen 69,9 und 6,33 besteht, so gelangt man dort schon zur Dampfdichte 2,549. Das beweist wohl hinreichend die aus der Beziehung $\frac{pV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ schon früher abgeleitete Consequenz, daß bei der Temperatur $6^{\circ},1$ der Dampf schon gleich beim Austritt aus dem Sättigungszustand keine merkliche Abweichung vom Mariotte'schen Gesetze mehr zeigt (natürlich den Dampf in einer Hülle gedacht, die keine solche Adhäsionskraft auf ihn ausübt). Das aus der Dampfdichte 2,549 und der Spannung 242,67 berechnete Gränzvolum ist für $6^{\circ},1$ $v_1 = 70,8$, was mit den Beobachtungen übereinstimmt.

Für die drei höheren Temperaturen ist schließlich bei verschiedenen Volumen eine constante Dampfdichte gefunden worden. In diesen Zuständen ist der Dampf von der besprochenen Adhäsionskraft nicht mehr beeinflusst und ein Gleiches kann man ohne Zweifel wohl von den dem vollkommenen Gaszustand naheliegenden Volumen sagen. Danach dürfte die Lage des zweiten Horizontalstriches als nicht mehr gestört durch die Adhäsionskraft angesehen werden. Sollte man dennoch eine geringe Störung annehmen wollen, so würde dann, wie die Erfahrung bei der Temperatur $6^{\circ},1$ beweist, diese bei niedriger Temperatur sich verhältnißmäßig stärker äußern und darum in Wirklichkeit der Horizontalstrich für $18^{\circ},2$ etwas mehr in kleinere Volumen hineinverlegt werden müssen, als der für 25° , und dieser hinwiederum noch etwas mehr, als der für 35° . Aus all dem ergibt sich, daß der Aether denselben Verlauf der Volumen V_1 und der Drucke P_1 , bei denen für die verschiedenen Temperaturen der Dampf zuerst keine merkbare Abweichung vom vollkommenen Gaszustand mehr zeigt, zu besitzen scheint, wie er früher für den Chloroformdampf und den

Schwefelkohlenstoffdampf gefunden wurde. Die V , wachsen für die beobachteten Temperaturen mit der Temperatur, während die P , damit abnehmen. Die damals besprochene Art der Veränderlichkeit der beiden Ausdehnungscoefficienten für constantes Volumen und für constanten Druck wäre demnach auch beim Aetherdampfe vorhanden¹⁾. So bestätigt der Aetherdampf alle bei den früheren Untersuchungen gefundenen Resultate.

§. 3.

Nachdem diese Versuchsreihen ausgeführt waren, beachtete ich zu derselben Füllung des Apparates eine bestimmte Menge Luft zuzulassen, um zu sehen, welchen Einfluß dieselbe auf die Spannungen des Aethers ausüben würde. Leider gelang das nicht, vielmehr mußte eine neue Füllung vorgenommen werden. Zuerst wurde hierbei eine Partie Luft in die Hauptröhre über das Quecksilber gebracht und bestimmt. Ihr Volumen betrug auf 0° und 760^{mm} Druck reducirt 2,829 CC. Alsdann wurde eine mit Aether gefüllte Kugel mit möglichster Fernhaltung aller Luft unter die Röhre gebracht und nach Abbrechen ihres Schwanzes hineingelassen. Ich glaube nicht, daß hierbei eine irgend merkliche Menge Luft noch in die Röhre getreten ist. Sicherer wäre es freilich, die Kugel geschlossen hineinzubringen und durch Erhitzen zu sprengen. Da ich aber nur ungefähr eine so geringe Aethermenge in die Röhre schaffen wollte, als ich bei den vorigen Versuchen gehabt hatte, um eine bessere Vergleichbarkeit der gewonnenen Resultate zu ermöglichen, und da die Sprengung einer derartig kleinen Aetherkugel leicht eine Zertrümmerung des Apparates zur Folge haben kann, so wählte ich diesen Weg nicht. Uebrigens habe ich in der nachfolgenden Tabelle II die Zahlen

1) Es möge als Nachtrag zu dem in meiner ersten Abhandlung über diesen Punkt Gesagten noch hinzugefügt werden, daß Fairbairn und Tate in einer Arbeit über die Ausdehnung des überhitzten Wasserdampfes (*Philos. Transact. for the year 1862*, p. 591) ebenfalls kleinere Ausdehnungscoefficienten, als 0,003665, gefunden haben.

auch für eine möglicherweise eingetretene Vergrößerung des Luftvolumens um $\frac{1}{80}$ berechnet. Die Annahme von noch mehr Luft schien mir nach allen Erfahrungen kaum mehr zulässig. Gleichzeitig sind die Spannungen der Luft für beide Annahmen über die GröÙe des Luftquantums in der Tabelle aufgeführt. Die beobachtete Temperatur $18^{\circ},2$ stimmt genau mit einer der früheren überein. Die Spannungen sind nur gemessen im Sättigungszustand selbst und in dessen unmittelbarer Nähe. Die Messungen geschahen hier, wie bei allen Versuchen über den Aetherdampf, etwa 10 Minuten nach Herstellung jedes neuen Volumens. Uebrigens habe ich mich überzeugt, daÙ ein längeres Warten von einer halben Stunde keine Veränderungen in den Spannungen erkennen lieÙ.

Tabelle II.

 $18,2^{\circ}$.

v	Luftannahme 2,829		Luftannahme 2,875	
	Aetherspannung	Luftspannung	Aetherspannung	Luftspannung
7,53	406,66	304,56	401,73	309,48
12,55	405,29	182,74	402,35	185,68
18,03	404,03	127,2	401,99	129,24
26,84	405,64	85,45	404,27	86,82
35,46	404,42	64,67	403,37	65,72
41,7	403,96	55	403,08	55,88
49,62	403,36	46,22	402,62	46,96
58,22	400,34	39,39	399,7	40,03
63,08	377,2	36,36	376,55	36,94
85,79	280,75	26,73	280,32	27,16

Die Aethermenge betrug hier 0,10045 Grm. während sie bei den vorigen Versuchen 0,0729 Grm. war. Daraus berechnet sich das Gränzvolumen des Sättigungszustandes zu $v_1 = 59,9$.

Die Uebersicht der beiden Zahlenreihen für die Aetherspannungen und eine Vergleichung derselben mit den in der Tabelle I unter $18^{\circ},2$ angeführten Spannungen zeigt, daÙ die wirklich vorhandene Luftmenge zwischen den beiden in der vorigen Tabelle zu Grunde gelegten Annahmen

enthalten war. Die etwas weniger passende Zahl für die Spannung bei dem Volumen 18,03 würde durch Annahme eines geringen Volumfehlers sich anders gestalten, da die von der beobachteten Gesamtspannung subtrahirte Luftspannung nach dem Volumen berechnet ist. Eine Addition von höchstens 0,2 CC. würde hierfür genügen, und ein solcher Irrthum liegt ja nicht ausserhalb der Gränzen der Beobachtungsfehler. Im Uebrigen verlaufen die Spannungen hier, wo eine ziemlich beträchtliche Luftmenge zugegen war, ganz so, wie es im §. 1 für den luftfreien Raum gefunden war und wie es bei Gegenwart von sehr viel Luft bereits Regnault beobachtet hat. Zu bemerken ist nur noch, dass augenscheinlich die vermindernde Wirkung, welche die zwischen den Wänden des Apparates und dem Aether bestehende Adhäsionskraft auf die Spannungen des Aetherdampfes ausübt, im luftfreien Raume eine grössere ist, als im luftgefüllten Raume. Ein Vergleich der Zahlen, welche hier in der Tabelle II und ferner in der Tabelle I unter 18°,2 unmittelbar über dem die Sättigungsgränze bezeichnenden Horizontalstriche stehen, lässt das erkennen. Man wird annehmen können, dass die Luft durch theilweise Bedeckung der Glas- und Quecksilberoberfläche, deren Absorptionsvermögen einigermaassen gleichsam sättigt und dadurch dem Aetherdampfe gegenüber abschwächt.

Mit den in diesem Paragraphen mitgetheilten Erfahrungen lassen sich die im Eingange erwähnten beiden Beobachtungsreihen, welche ich für die Temperaturen 18°,2 und 25° mit der ersten Füllung des Apparates erhielt, vollkommen in Einklang bringen. Da es jedoch schwer ist, für diesen Fall genaue Kenntniss von der in der Röhre vorhandenen Luftmenge zu haben, und deshalb die Zahlen nur in ihrem ganzen Verlaufe und nicht in ihrer absoluten Grösse Sicherheit gewähren, so will ich sie hier nicht anführen.

Zum Schlusse will ich noch bemerken, dass der angewandte Aether ein vorzüglich reines Präparat war, welches der Hr. Prof. Landolt so gütig war mir zu überlassen.

§. 4.

Ganz ähnliche Erscheinungen, wie sie in Folge einer besondern Adhäsionskraft der Wände des Apparates gegen den Aetherdampf bei diesem Körper eintraten, fand ich auch beim Wasserdampf. Der Wasserdampf wurde für fünf Temperaturen, die zwischen 40° und 95° liegen, untersucht. Jedoch wurden nicht alle Beobachtungsreihen mit einer Füllung des Apparates gemacht; es erschien sehr wünschenswerth, die winzigen Quantitäten Wasser, welche bei den Dimensionen meines Apparates in niedrigen Temperaturen angewandt werden mußten, in höheren Temperaturen zu vermehren. Ich will die einzelnen Füllungen der Reihe nach besprechen.

Für die Temperaturen 40° und 55° wurden 0,00495 Grm. Wasser verwandt, die Gröfse der im Apparate noch vorhandenen Luftblase betrug 0,04 CC. bei 0° und 760^{mm} Druck. Die folgende Tabelle, eingerichtet wie die früheren, enthält die gewonnenen Zahlen.

Tabelle III. — Wasser.

40°			55°		
v	p	$p v$	v	p	$p v$
9,94	54,90		9,02	117,81	
17,04	54,16		14,9	117,17	
32,03	53,82		19,4	116,42	
41,03	53,34		21,26	116,20	
47,9	52,68		37,19	115,65	
62,5	51,16		41,82	111,42	
81,17	49,57		42,12	111,04	
88,76	48,27		47,33	104,46	4944
93,32	46,82	4369	60,79	86,91	5283
104,09	44,47	4628	70,6	75,95	5362
125,32	38,79	4860	83,27	67,44	5616
140,5	35,86	5038	93,23	60,25	5617
155,26	32,85	5100	103,61	54,16	5611
162,62	32,33	5258	111,94	49,92	5588
174,46	30,37	5298	117,05	48,26	5649
180,37	29,91	5395			

Die obersten Horizontalstriche in diesen Reihen gränzen nach oben hin diejenigen Volumina ab, bei denen bereits

1) *At*
de

in entschiedener Weise Thau an den Wänden der Glasröhre sichtbar war. Die oberhalb dieser Striche verzeichneten Spannungen sind hier ebenso wenig, wie es beim Aether der Fall war, constant; wir haben es vielmehr auch beim Wasserdampf mit einer zwischen ihm und den Wänden des Apparates thätigen besonderen Adhäsion zu thun, welche die Spannungen um so mehr vermindert, je mehr man sich der Sättigungsgränze nähert. Erst bei den kleinsten Volumen ist die von Magnus und Regnault für diese Temperaturen gefundene Maximalspannung erreicht. Es möge darauf aufmerksam gemacht werden, daß die vorhandene Luftmenge eine sehr minimale war und hierbei kaum in Frage kommen kann.

Die Spannungsabnahme in Folge der Adhäsion ist bei diesen beiden Temperaturen eine sehr große. Regnault¹⁾ hat für mehrere Temperaturen bis zu 55° die Spannungen einer Quantität Wasserdampf, welche einen großen Ballon erfüllte, gemessen und daraus von etwa 31° an aufwärts, wo die Spannungen kleiner wurden, als die den einzelnen Temperaturen zugehörigen Maximalspannungen, die Dampfdichten bestimmt. Er erwähnt die Möglichkeit, daß die Abweichung dieser Dichten von der theoretischen in dem Festhaften einer Partie Dampf an den Wänden des Ballons ihren Grund haben könne. Aber die Beeinflussung der Spannung durch eine solche Adhäsion würde in diesem Falle bei den Regnault'schen Versuchen entschieden nicht so groß ausfallen, als bei den hier vorliegenden. Indessen darf es nicht außer Acht gelassen werden, daß die Größe eines derartigen störenden Einflusses ohne allen Zweifel wesentlich von den Dimensionen und der Beschaffenheit des Apparates, sowie von der angewandten Quantität Dampf abhängt. Regnault hat die 60fache Menge Dampf benutzt, ferner einen großen Ballon statt meiner cylinderförmigen Röhre, wodurch also das Verhältniß der Glasoberfläche zum eingeschlossenen Raume bedeutend geändert wird; endlich

1) *Ann. de chim. et de phys.* III. sér., t. XV, p. 148 oder auch *mém. de l'Institut.* t. XX/ I, p. 700.

befand sich bei ihm der Dampf in Berührung mit dem Quecksilber nur in einer für die Verhältnisse des Ballons sehr engen Röhre, während bei meinen Versuchen die ganze Weite der cylinderförmigen Röhre vom Quecksilber eingenommen wurde. Dafs auch dieser letztere Umstand einen Unterschied bedingt, glaube ich annehmen zu können und werde weiter unten darauf zurückkommen. Es kann somit nicht auffallen, dafs, wenn auch bei Regnault's Versuchen ähnliche störende Einflüsse im Spiele gewesen seyn sollten, wie bei den meinigen, dieselben sich dort jedenfalls in viel geringerem Maafse äufserten.

Die Gröfse der Störungen, welche in den vorliegenden Beobachtungsreihen durch Adhäsion hervorgebracht sind, erlaubt rücksichtlich der Frage nach der Abweichung des Wasserdampfes von den Gesetzen des vollkommenen Gaszustandes in diesen Temperaturen noch weniger sicher zu entscheiden, als es beim Aether möglich war. Die Verhältnisse bei 55° sind jedoch noch einigermaafsen ausgeprägt. Mit dem Mittel 5616 der letzten fünf dort gefundenen Producte $p v$ berechnet sich die Dampfdichte 0,6224. Die wiederholt hervorgehobene Beziehung $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$, wo P und V für den vollkommenen Gaszustand, p_1 und v_1 für den reinen Sättigungszustand gelten, würde hier $p_1 v_1 = 5212$ liefern und daraus mit Hülfe der größten Spannung 117,81 das Gränzvolumen des rein gesättigten Dampfes $v_1 = 44,2$. Das scheint sich den Beobachtungen durchaus anzuschließen; man braucht nur die Gröfse der Spannungsabnahme eben oberhalb und unterhalb des Horizontalstriches in der Tabelle anzusehen, um zu erkennen, dafs v_1 wahrscheinlich in der Mitte zwischen 42 und 47 liegen wird.

Bei 40° ist wenig deutliches aus den Zahlen zu ersehen, der Einfluß der Adhäsion erstreckt sich dort sehr weit, da selbst dem Volumen 174 noch nicht ein genügend großes $p v$ zukommt, um auf die theoretische Dampfdichte zu führen. Erst das letzte für $v = 180$ gefundene Product $p v = 5395$ hat diese Gröfse erreicht. Es ist natürlich von

dieser
der
desh
und
 $PV =$
abwei
ben)

$p_1 v_1$,
ten S
den B
auch
stätigt
U
bei d
in die

Fü
des A
Defect
eine T
Wasse
0,05 C
belle s

dieser einen Zahl nicht eine hinreichend sichere Bestimmung der theoretischen Dampfdichte zu erwarten. Nimmt man deshalb die für 55° gefundene Dichte 0,6224 auch hier an und berechnet aus dem für diese Dichte erforderlichen $PV = 5358$ (wovon die gefundene Zahl 5395 nicht mehr abweicht, als es die Grenzen der Beobachtungsfehler erlauben) nach der Beziehung $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ den Werth $p_1 v_1$, so ergibt sich $p_1 v_1 = 5090$ und daraus mit der größten Spannung $p_1 = 54.9$ das Gränzvolum $v_1 = 92,7$, was den Beobachtungen wenigstens nicht widerspricht, wenn es auch unter den obwaltenden Umständen nicht deutlich bestätigt werden kann.

Ueber das Eintreten des vollkommenen Gaszustandes ist bei der Art, wie die Adhäsion sich hier bemerkbar macht, in diesen Temperaturen natürlich nichts zu sagen.

§. 5.

Für höhere Temperaturen nahm ich eine neue Füllung des Apparates vor, mit der es mir jedoch in Folge eines Defectwerdens des Apparates leider nur möglich war die eine Temperatur 69°,8 zu untersuchen. Das Gewicht des Wassers betrug hier 0,0230 Grm., die Gröfse der Luftblase 0,05 CC. bei 0° und 760^{mm} Druck. In der folgenden Tabelle sind die Beobachtungen zusammengestellt.

Tabelle IV. — Wasser.

69,8°

r	p	pv
17,1	230,27	
30,2	230,15	
48	230,19	
60,21	230,08	
71,82	230,44	
83,2	229,35	
95,7	229,53	
100,63	229,16	
107,7	229,53	

v	p	$p v$
109,73	228,27	25048
109,73	227,27	24938
117,75	221,19	26045
131,27	204,66	26865
142,48	191,06	27222
153	177,83	27208
159,61	170,98	27290
181,93	149,95	27280
195,95	139,61	27357
202,46	135,18	27368
206,46	132,82	27422
223,19	122,65	27374

Die Betrachtung der Spannungen, welche oberhalb des ersten Horizontalstriches notirt sind, giebt zu erkennen, daß in dieser höhern Temperatur und bei der angewandten größern Menge Dampf die Adhäsion nur mehr einen geringen Einfluß übt, obschon der Unterschied zwischen den fünf ersten und den vier weitern Spannungen, die innerhalb der Sättigungsgränze gemessen sind, noch deutlich sichtbar ist. Was die beiden ersten außer der Sättigungsgränze verzeichneten Spannungen betrifft, welche dem gleichen Volumen angehören, so habe ich dieselben an verschiedenen Beobachtungstagen gemessen. Welche Zahl für die richtigere zu halten sey, ist schwer zu sagen; indessen wurde 227,27 in ununterbrochener Reihenfolge zugleich mit den folgenden kleineren und den vorangehenden größeren Spannungen bestimmt. Mit 228,27 zusammen wurde nur die Spannung 229,53 für das Volumen 107,7 gemessen; vielleicht war die Temperatur um ein Minimum verschieden genommen an beiden Tagen. Jedenfalls charakterisiren sich beide Zahlen 228,27 und 227,27 als außerhalb der Sättigung liegend. Bei Gewinnung der Zahl 228,27 konnte ich beobachten, wie langsam die Herstellung constanter Zustände in der Nähe der Sättigungsgränze vor sich geht. Um mich hierüber aufzuklären, machte ich einmal gleich nach Herstellung des Volumens 109,73 eine Messung und fand die Spannung 229,20, dann nach einigem Warten 228,78 und endlich nach längerem Warten 228,27. Letztere Zahl änderte sich bei fort-

gesetz
den
nach
I
Besti
Gasg
über
ter
 $P V =$
man

von
230,2
 $v_1 =$
men
E
die f
denen
gemac
hande
und
die f

16,
31,
53,
75,
85,
91,
98,
110,
122,
133,
144,
153,
161,
167,

gesetztem Warten unter sonst constant bleibenden Umständen nicht mehr. Uebrigens wurden alle andern Zahlen erst nach längerem Warten gewonnen.

Die vorliegende Beobachtungsreihe gestattet mit mehr Bestimmtheit über die Abweichung des Dampfes von den Gasgesetzen zu urtheilen, als es bei den frühern Reihen über den Wasserdampf der Fall war. Das Mittel der unter dem letzten Horizontalstriche stehenden Producte, $PV = 27380$ führt zu der Dampfdichte 0,620, berechnet man wiederum hiermit aus $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ den Werth von $p_1 v_1$, so ergibt sich 24890, was mit dem Mittelwerthe 230,23 der fünf ersten Spannungen das Gränzvolumen $v_1 = 108,1$ giebt. Die Beobachtung steht hiermit vollkommen im Einklang.

Ehe ich dieses Resultat weiter bespreche, will ich zuvor die für zwei fernere Temperaturen, für 85° und 95° gefundenen Reihen hinzuziehen, welche mit einer neuen Füllung gemacht wurden. Es war hierbei 0,0316 Grm. Wasser vorhanden, während die Gröfse der Luftblase 0,07 CC. bei 0° und 760^{mm} Druck betrug. Die folgende Tabelle ist, wie die früheren, eingerichtet.

Tabelle V. — Wasser.

85°.			95°.		
<i>v</i>	<i>p</i>	<i>p v</i>	<i>v</i>	<i>p</i>	<i>p v</i>
16,61	430,55		28,93	629,59	
31,41	430,49		48,48	629,16	
53,85	429,99		56,59	627,93	35535
75,36	429,55		61,85	623,45	38561
85,69	426,88	36580	70,53	563,86	39769
91,75	416,04	38151	74,08	537,35	39807
98,33	392,68	38612	86,33	463,29	39996
110,32	351,91	38822	96,23	416,565	40086
122,12	318,64	38913	103,31	388,66	40153
133,12	293,37	39053			
144,21	271,08	39107			
153,13	255,95	39194			
161,66	241,94	39112			
167,38	233,51	39085			

Die Reihe für 95° konnte ich leider nicht zu Ende führen. Ich hatte mit dem Volumen 103,31 begonnen und von da abwärts zu kleineren Volumen übergehend die Reihe, soweit ich sie angeführt habe, durchgemacht. Als ich dann behufs Untersuchung noch größerer Volumen eine stärkere Verdünnung der Luft im Zwischentheil des Apparates vornahm, hielten die Eisenhülsen bei dieser hohen Temperatur nicht mehr dicht und es drang Wasser aus dem Bade in die Röhre. Indessen ist der interessanteste Theil, das Verhalten des Dampfes in der Nähe der Sättigungsgränze, ohne Hindernisse beobachtet worden.

Was diese Gränze betrifft, so zeigte sich hier bei 85° und 95° eine Erscheinung, die viel schwächer bereits bei $69,8$ eingetreten war. Nämlich bei dem letzten oder vielleicht auch bei den zwei letzten Volumen, die der Dampf (immer von größeren Volumen in kleinere übergeführt gedacht) einnahm, bevor er annähernd die Maximalspannung erreichte, konnte man einen ganz leisen Hauch auf dem absperrenden Quecksilber der Hauptröhre und an den Theilen der Glaswand, die dem Quecksilber am nächsten lagen, erkennen. Gesah dann die Verminderung des Volumens auf das nächst kleinere, so war in einem Momente die gesamte Glaswand stark beschlagen. Die Gränze zwischen den beiden so charakterisirten Volumen ist durch die Horizontalstriche in der Tabelle bezeichnet und die zugehörigen Spannungen zeigen, daß allerdings dort die eigentliche Sättigungsgränze liegt. Offenbar war es die bereits vorzeitig vor sich gehende Condensation einer geringen Partie Dampf, welche sich so beobachten liefs, während das Beschlagen der gesamten Glasoberfläche das Eintreten der wirklichen Sättigung bedeutete. Daß der zuvor gesehene leise Hauch sich vorzugsweise auf dem Quecksilber und an der Glaswand nur dort zeigte, wo sie sich in nächster Nähe beim Quecksilber befand, kann zu der Vermuthung bringen, daß bei den oben besprochenen Versuchen Regnault's, wo dieser Theil des Apparates im Vergleich zu dem Ganzen von sehr geringfügigen Dimensionen war, kaum eine

merk
Von
Einf
dieser
gleich
eine
schien

B
Verri
gung
bei e
und
näher
größ
Arret
Sättig
Volum

V
an, u
r, de
des.
man
0,624
größ
der
noch
 p_1, v_1
 $v_1 =$
auch

R
stand
gleich
bei d
wurd
Pog

merkliche Störung durch Adhäsion vorhanden gewesen sey. Von dem Stattfinden eines, wenn auch kleinen, störenden Einflusses der Adhäsion bei meinen Versuchen selbst in diesen hohen Temperaturen überzeugt man sich durch Vergleichung der Spannungsdifferenzen in Volumen, wo schon eine starke Condensation eingetreten war. Es sind Unterschiede von 1 Millim. bemerkbar.

Bei 95° gelang es mir, gerade in dem Augenblicke die Verringerung des Volumens zu arretiren, als die Beschlagung der Gesamtmfläche des Glases eintrat. Es schwankt bei einem solchen Arretiren das Volumen anfangs noch auf und ab und nimmt dann einen in der Nähe liegenden stationären Werth an, ohne dafs man sagen könnte, ob er etwas gröfser oder etwas kleiner sey, als in dem Momente des Arretirens. Jedenfalls mufs aber bei dieser Temperatur die Sättigungsgränze eben oberhalb oder eben unterhalb des Volumens 56,59 liegen.

Wendet man hier die Beziehung $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ an, um zu sehen, ob die daraus berechneten Gränzvolumen v_1 den Beobachtungen entsprechen, so ergibt sich Folgendes. Aus den vier letzten Werthen der $p v$ bei 85° erhält man das Mittel $PV = 39124$ und damit die Dampfdichte 0,6240. Danach wird $p_1 v_1 = 34753$ und mit Hülfe der gröfsten Spannung $v_1 = 80,73$ gewonnen. Für 95° ist der der Dampfdichte 0,624 entsprechende Werth $PV = 40217$ noch nicht erreicht. Vermittelst desselben erhält man aber $p_1 v_1 = 35235$ und mit der gröfsten Spannung schliesslich $v_1 = 56$. Das Eintreffen jener Beziehung scheint demnach auch hier entschieden bestätigt.

§. 6.

Rücksichtlich des Eintretens des vollkommenen Gaszustandes ist bei den Reihen über den Wasserdampf eine Vergleichung dadurch erschwert, dafs der Einfluss der Adhäsion bei den verschiedenen Mengen Flüssigkeit, welche verwandt wurden, und bei den verschiedenen Temperaturen ein ver-

schiedener ist. Ich habe es deshalb auch unterlassen, eine Reduction der verschiedenen Reihen nach ein und derselben Wassermenge vorzunehmen und sie so für den Vergleich zusammenzustellen.

Das Einzige, worüber man hier einige Aufklärung erhält, ist die andere Gränze des von den Gasgesetzen abweichenden Dampfzustandes, die reine Sättigungsgränze. Und auch hier ist in Folge der durch Adhäsion hervorgerufenen Störungen durchaus nicht eine so klare Einsicht in das Verhalten des Dampfes möglich, wie es beim Alkohol, Chloroform und Schwefelkohlenstoff, ja nicht einmal, wie es beim Aether der Fall war. Aber die Wahrscheinlichkeit, dafs die für diese Körper innerhalb der untersuchten Temperaturen gefundene Beziehung auch für die betrachteten Temperaturen beim Wasserdampfe gültig sey, ist nach allem Angeführten doch eine sehr grofse. Und dieses Resultat ist von erheblicher Bedeutung. Man würde sich demnach rücksichtlich der Gröfse der Abweichung, welche der rein gesättigte Wasserdampf vom Mariotte'schen Gesetze zeigt, bisher nicht unbedeutend geirrt haben. Der allgemein angenommene Werth für die Dichte des rein gesättigten Wasserdampfes bei 100°, nämlich 0,645, scheint auf alle Fälle, selbst wenn man an der Gültigkeit der Relation $\frac{PV}{p_1 v} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ für Wasserdampf zwischen 40° und 95° Zweifel hegen sollte, entschieden zu klein gegriffen. Man würde, wenn man selbst bei 69°,8 eine Dichte von 0,645 des gesättigten Dampfes annähme, dort schon zu dem Gränzvolum 114,7 für die Verhältnisse meiner Beobachtungen (Tabelle IV) gelangen, und wenn man für 85° diese Dichte annähme, so würde man erhalten $v_1 = 87,6$ (vgl. Tabelle V). Beides ist mit den Beobachtungen schwerlich in Einklang zu bringen.

Uebrigens ist in den bereits vorhin besprochenen Versuchen Regnault's eine Zahl enthalten, die hier herangezogen werden kann. Wenn dort keine Störungen durch Adhäsion vorhanden waren, was mir mit Rücksicht auf das oben Gesagte und mit Rücksicht darauf, dafs Regnault

in den unter 30° gelegenen Temperaturen stets die volle Maximalspannung fand, nicht unwahrscheinlich ist, so drückt die von Regnault für 30°,82 gegebene Dampfdichte die Abweichung aus, welche der rein gesättigte Dampf bei dieser Temperatur vom Mariotte'schen Gesetze zeigt. Diese Zahl 0,6469 liegt schon höher als 0,645 und berechnet man mit der Beziehung $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a + t}$ die Dampfdichte des gesättigten Dampfes für 30°,82 so erhält man 0,6461. Diese auffallende Uebereinstimmung kann vielleicht als eine Bestätigung meiner Annahme angesehen werden.

Eine Reihe von Bestimmungen der Dichten, resp. der specifischen Volumina des rein gesättigten Wasserdampfes haben Fairbairn und Tate¹⁾ in der Arbeit gemacht, welche ich bereits in der Einleitung zu meiner ersten Abhandlung citirte. Was ich damals, nur auf die beim Alkohol, Chloroform und Schwefelkohlenstoff gemachten Erfahrungen gestützt, rücksichtlich der langsamen Herstellung constanter Zustände des Dampfes in der Nähe der Sättigungsgrenze sagte, kann ich nach meinen jetzigen Erfahrungen speciell für den Wasserdampf nur in verstärktem Maasse wiederholen. Zuverlässige Bestimmungen sind deshalb aus den früher angegebenen Gründen von den Versuchen Fairbairn's und Tate's nicht zu erwarten. Und in der That, vergleicht man gerade für die Reihe ihrer Beobachtungen, welche zwischen entsprechenden Temperaturen, nämlich zwischen 58°,21 C. und 92°,66 gemacht sind, die von ihnen beobachteten specifischen Volumen mit den nach der alten Annahme der vollen Gültigkeit des Mariotte'schen Gesetzes berechneten, so nehmen die Differenzen den regellosesten Verlauf; es kommt sogar ein Fall vor, wo das von Fairbairn und Tate beobachtete Volumen jenes andere übersteigt. Ich will für einige dieser Temperaturen die nach der alten Annahme berechneten Volumen mit den von

1) *Philosoph. Transact. London for 1860, p. 185.*

Fairbairn und Tate beobachteten, sowie mit den aus $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a+t}$ berechneten zusammenstellen.

Temperatur Cels.	alte Annahme	Fairb. u. Tate	$\frac{PV}{p_1 v_1} = \dots$
58,21	8,88	8,28	7,74
70,76	4,94	4,92	4,48
77,18	3,84	3,72	3,45
83,50	3,02	3,05	2,69
92,66	2,18	2,15	1,92

Die Frage nach den specifischen Volumen des rein gesättigten Dampfes hoffe ich für Wasser und für einige andere Körper in grösserer Ausdehnung untersuchen zu können. Es sind Versuche vorbereitet, um bis zu Spannungen von einigen Atmosphären speciell diesen Punkt zu verfolgen.

Die bis jetzt vorliegenden Beobachtungen über die specifischen Volumen der rein gesättigten Dämpfe für eine Reihe von Temperaturen bei fünf Körpern genügen jedoch vielleicht schon, um einen bedeutsamen daraus zu ziehenden Schluss nicht mehr verfrüht erscheinen zu lassen. Bei den fünf untersuchten Dämpfen scheint für die Temperaturgränzen der Beobachtungen die Beziehung $\frac{PV}{p_1 v_1} = 0,0595 \sqrt{a+t}$ gültig zu seyn. Es ist nun sehr möglich, dafs der von der Temperatur abhängige Theil dieses Ausdruckes in höheren, als den untersuchten Temperaturen keine Gültigkeit mehr hat, dafs er vielmehr nur das erste Glied einer allgemeineren Function der Temperatur darstellt, deren folgende Glieder in höhern Temperaturen Werthe annehmen könnten, die nicht mehr vernachlässigt werden dürften. Es könnte möglicherweise diese Function die Form haben $\sqrt{a+t}(1+\alpha t + \beta t^2 \dots)$ und das erste Glied nur für Temperaturen, welche die untersuchten nicht übersteigen, eine genügende Annäherung liefern.

Aber jener andere Theil der besprochenen Beziehung, nämlich die Uebereinstimmung der Constanten 0,0595 für

fünf durchaus verschiedene Dämpfe, scheint mit nicht geringer Wahrscheinlichkeit eine allgemeine Gültigkeit beanspruchen zu dürfen, so daß die GröÙe der Abweichung des rein gesättigten Dampfes vom Mariotte'schen Gesetze bei derselben Temperatur für alle Dämpfe gleich seyn würde. Man wird um so mehr zu dieser Annahme geneigt seyn, wenn man die innere Bedeutung eines solchen Verhaltens bedenkt. Ein gleicher Grad der Abweichung vom Mariotte'schen Gesetze bedeutet ein gleiches Multiplum der theoretischen Dampfdichten. Berücksichtigt man nun das Gesetz über die theoretischen Dampfdichten, so sagt dieses aus, daß gleich viel Moleküle von zwei im Zustande eines vollkommenen Gases befindlichen Körpern bei gleicher Temperatur und gleichem äußern Drucke gleiche Räume einnehmen oder, wenn bei gleicher Temperatur ein ungleicher Druck auf beide Körper wirkt, Räume, die diesen Drucken umgekehrt proportional sind. Man würde demnach zu einer Verallgemeinerung dieser Anschauung gelangen derart, daß, wenn man bei derselben Temperatur die gleiche Anzahl von Molekülen zweier im gasförmigen Zustande befindlichen Dämpfe so weit in engere Räume einschränkt, bis der nächste Schritt der Einschränkung ein theilweises Flüssigwerden zur Folge haben würde, daß dann wiederum beide Dämpfe Räume einnehmen, die ihren Drucken umgekehrt proportional sind, und daß folglich auf dem ganzen Uebergange aus dem vollkommenen Gaszustand in den reinen Sättigungszustand analoge Zustände beider Dämpfe existiren, wo die von ihnen eingenommenen Räume im umgekehrten Verhältnisse ihrer Drucke stehen. An der Sättigungsgränze hätte man also für gleiche Temperaturen und für eine gleiche Anzahl von Molekülen zweier Dämpfe die Uebereinstimmung der aus der Maximalspannung und dem eingenommenen Raume gebildeten Producte. Oder wenn man nicht eine gleiche Anzahl von Molekülen, sondern einfach gleiche Gewichte zweier Dämpfe nähme, so würden sich jene Producte umgekehrt verhalten, wie die theoretischen Dampfdichten beider Körper, d. h. man hätte für alle Dämpfe bei

gleicher Temperatur $p_1 v_1 \cdot d = \text{constans}$, von p_1 die der Temperatur zukommende Maximalspannung, v_1 das spezifische Volumen (im gewöhnlichen Sinne) für die Temperatur und d die theoretische Dampfdichte bezeichnet.

Im Folgenden habe ich für einige Temperaturen bei einer Reihe von Körpern die Producte $p_1 v_1 d$ mit den v_1 berechnet angegeben, wie sie sich nach den Grundsätzen der mechanischen Wärmetheorie hergeleitet in Zeuner's »Grundzügen etc. 2. Aufl.« finden. Die p_1 sind hier, ebenso wie in den dortigen Rechnungen, nach Regnault genommen, die d mit den theoretischen Werthen, welche in der folgenden Tabelle aufgeführt sind. Auf den Unterschied dieser v_1 und der von mir gefundenen habe ich schon in der ersten Abhandlung hingewiesen. Es war nun interessant auch zu sehen, wie sich die mit diesen v_1 berechneten Producte $p_1 v_1 d$ gestalten würden, namentlich, ob vielleicht ein Wachsen oder Abnehmen derselben mit den Spannungen der verschiedenen Körper bemerkbar sey. Mit Rücksicht auf dieses Letztere sind in der Tabelle die Dämpfe nach ihren Siedepunkten geordnet. Ausgenommen den Fall des Alkohols und Chlorkohlenstoffes bei 100° und 120° , in welchen Temperaturen der Alkohol eine größere Spannung besitzt, ist dadurch die Reihenfolge der Dämpfe in den drei angegebenen Temperaturen auch die ihrer Spannungen geworden.

	d	$p_1 v_1 d$ in den Temperaturen		
		50°	100°	120°
Wasser	0,623	691	781	814
Alkohol	1,593	748	774	792
Chlorkohlenstoff	5,332	686	763	777
Chloroform	4,138	696	778	809
Aceton	2,008	710	768	780
Schwefelkohlenstoff	2,631	678	730	741
Aether	2,562	681	730	718

Eine gesetzmäßige Abhängigkeit der Producte $p_1 v_1 d$ von den Spannungen ist in keiner Weise zu erkennen. Die Tabelle spricht weder für, noch gegen die aufgestellte Hy-

pothese. Der Verlauf der Zahlen ist vielmehr ein derartiger, dass man auf ihre nicht sehr große Zuverlässigkeit aufmerksam wird; ich brauche nur auf das Kleinerwerden der Zahl für Aether in der Temperatur 120° zu verweisen. Um hier etwas sicherer prüfen zu können, berechnete ich auch die Produkte $p_1 v_1 d$ für 0° , wo doch jedenfalls die Abweichung der Dämpfe im reinen Sättigungszustande von dem Mariotte'schen Gesetze eine sehr viel geringere ist und die Produkte deshalb nur mehr kleine Unterschiede zeigen dürfen. Die Zahlen sind die folgenden:

	$p_1 v_1 d$ bei 0°
Wasser	603
Alkohol	648
Chlorkohlenstoff	572
Chloroform	585
Aceton	542
Schwefelkohlenstoff	592
Aether	602

Man sieht, die Differenzen sind reichlich so groß, wie vorher. Die Bedeutung dieser Zahlen wird noch klarer hervortreten, wenn man sie der Zahl gegenüberstellt, welche bei 0° gelten würde, vorausgesetzt, dass dort überhaupt keine Abweichung der Dämpfe vom Mariotte'schen Gesetze mehr stattfindet. Letztere Zahl lässt sich mit aller Bestimmtheit angeben, da sie allein durch das Gewicht eines Cubikmeters Luft bei 0° und 760^{mm} Druck schon fixirt ist. Berechnet man z. B. für Wasserdampf das Product $p_1 v_1 d$ unter der gemachten Voraussetzung, so ist

$$p_1 v_1 d = 4,6 \cdot \left(\frac{1}{1,293 \cdot 0,623} \cdot \frac{760}{4,6} \right) \cdot 0,623 = \frac{760}{1,293}$$

d. h. unabhängig von den auf den Wasserdampf bezüglichen Termen. Der Werth $\frac{760}{1,293}$ ist nun gleich 587,78. Für den Fall einer doch noch etwa stattfindenden geringen Abweichung der Dämpfe von den Gasgesetzen würde diese Zahl etwas kleiner zu nehmen seyn. Statt dessen zeigt die vorhergehende Tabelle, dass die größere Partie der dort ver-

zeichneten Zahlen über 587,78 liegt. Wenn man die Werthe von p, v_1 für 0° , welche in der letzten Tabelle benutzt wurden, in 587,78 dividirt, so gelangt man für die betrachteten Dämpfe zu folgenden Werthen von d .

	d bei 0°	theor. Dichte
Wasser	0,607	0,623
Alkohol	1,442	1,593
Chlorkohlenstoff	5,466	5,332
Chloroform	4,161	4,138
Aceton	2,179	2,008
Schwefelkohlenstoff	2,610	2,631
Aether	2,503	2,562

Die Mehrzahl der berechneten d liegt unter den theoretischen Dichten.

Wenn man die Zahl 587,78 mit $(1 + \alpha t)$ multiplicirt, so erhält man diejenige Zahl, welche bei der Temperatur unter der Voraussetzung der vollen Gültigkeit des Mariotte'schen Gesetzes gelten würde. Für 50° wird so die Zahl 695 gewonnen. Vergleicht man hiermit die oben unter 50° verzeichneten Werthe, so ergibt sich, dass zunächst der Alkohol auch in dieser Temperatur noch eine beträchtlich kleinere Dichte, als die theoretische, zeigt. Das Chloroform, welches bei 0° eine merklich größere Dichte aufwies, als 4,138, ist hier bei 50° bis zu dieser herabgesunken. Das Aceton hat beim Uebergange von 0° zu 50° seine Dichte im reinen Sättigungszustande von 2,179 zu 1,966 geändert. Das Wasser ist bei 50° erst zu einer etwas größeren Dichte, als 0,623 gelangt, nämlich zu 0,627. In dieser Weise berechnet, hat das Wasser im reinen Sättigungszustande bei etwa 30° die Dichte 0,623, in allen tieferen Temperaturen eine kleinere.

An all diesem ist die wenig scharfe Genauigkeit der Zahlen zu erkennen, welche die mechanische Wärmetheorie in umständlicher Weise aus Beobachtungsdaten ableitet, deren Zuyerlässigkeitsgränzen nicht immer die engsten sind.

Ein Einwurf gegen die besprochene Hypothese kann danach von diesen Zahlen wohl nicht hergenommen werden.

Bonn den 3. Juni 1869.

IX. *Ueber den Meteorstein vom Krähenberg bei Zweibrücken; von Ch. E. Weifs in Bonn.*

Am 5. Mai 1869 Abends 6 $\frac{3}{4}$ Uhr ereignete sich dicht am Dorfe Krähenberg, in der bayrischen Pfalz zwischen Zweibrücken und Homburg gelegen, ein Meteorsteinfall, welcher in mancher Beziehung von besonderm Interesse ist und mir zu nachfolgenden Mittheilungen Anlaß giebt, welche ich theils einigen Notizen des Hrn. Prof. P. Reinsch in Zweibrücken verdanke, theils Nachrichten an Ort und Stelle, auch Untersuchungen an dem in Speyer befindlichen Original entnehme, besonders aber den Beobachtungen an einigen zwar kleinen Fragmenten, in deren Besitz zu gelangen es mir glückte. — Mehrere Bewohner des Dorfes wurden während ihrer Arbeit auf dem Felde und den Wiesen zur angegebenen Zeit in den größten Schrecken versetzt durch einen aus heiterm Himmel glühend und unter prasselndem Getöse in ihrer nächsten Nähe herabfallenden Gegenstand. Derselbe fuhr an dem obern Rande einer Wiese in den Boden, welche in dem südlich am Dorfe tief in Buntsandstein eingeschnittenen Thale liegt. Das gehörte Geräusch verglichen die Bauern mit dem Rollen eines schweren von durchgehenden Pferden gezogenen Wagens. Bald nach dem Ereigniß, kaum mehr als eine Viertelstunde später, wurde an der Stelle, wo er aufgefallen war und ein Loch mit umhergeworfener Erde umgeben hinterlassen hatte, nachgegraben und es kam ein schwarzer Stein von etwa einem Fuß Durchmesser zum Vorschein, welcher nur etwa 3 Fuß tief im Boden auf Fels gelegen hatte und *noch warm*, jedoch

nicht besonders heifs war. Sachverständige kamen erst den zweiten Tag darauf zur Besichtigung und es gebührt die Ehre, die ersten Beobachtungen angestellt und im Protokoll aufgenommen zu haben, dem Prof. Reinsch. Den Stein selbst zu erhalten, gelang indessen weder ihm noch später anderen Kauflustigen; denn theils Aberglaube, theils Geiz der Bauern bildeten ein unbesiegliches Hinderniß selbst für einen im Ueberwinden solcher Schwierigkeiten sehr gewandten und erfahrenen Mann. Vielmehr erlebte der Stein eine Geschichte nicht unähnlich dem Schicksale gewisser Diamanten: mit Gewalt den Besitzern weggenommen zu werden, nur mit dem Unterschiede des Motives, dafs man in diesem Falle ihn »für die Wissenschaft« — und nebenbei für das entstehende Landesmuseum in Speyer — »rettete«. ¹⁾ — Gegenwärtig befindet sich der Stein in diesem naturhistorischen und Alterthumsmuseum und wird hoffentlich eine genaue Untersuchung erfahren, namentlich in allen Beziehungen, worauf sowohl Prof. vom Rath als der Verfasser bei der ungemeinen Schwierigkeit, nur einiges Material zu erlangen, verzichten mußten. Einen Theil desselben verdanke ich Prof. Reinsch, so dafs es möglich war, einige Stücken an Prof. G. vom Rath zur Analyse abzugeben ²⁾ und das wichtigste Wissenswerthe hinlänglich festzusetzen. — Einige zwar wünschenswerthe Angaben sind mir nicht zu machen möglich, werden jedoch höchst wahrscheinlich auf anderem Wege zur öffentlichen Kenntniß gelangen. Der Leser möge also das Fehlen dieser Nachrichten entschuldigen. Da ich erst wenige Stunden nach der gewaltsamen Entführung des Steines an Ort und Stelle kam, so konnte ich natürlich nicht erkunden, in welcher Lage er beim Ausgraben gefunden wurde, was immerhin interessant zu erfahren gewesen

1) Auch ein in Krähenberg befindliches Stück desselben Steines, welches für Geld nicht zu haben war, ist später von anderer Hand einfach weggenommen worden.

2) Diese auf der Reise verfaßten Zeilen konnten eben deswegen nicht mit der Mittheilung G. vom Rath's vereinigt werden, welche derselbe in dies. Ann. S. 328 des gegenwärtigen Bandes der Oeffentlichkeit übergeben hat.

wäre, weil es sicher die aus der Beschaffenheit des Steines selbst zu ziehenden Schlüsse bezüglich der Ober- und Unterseite des Steins bestätigt haben würde. Ebenso fehlt die Richtung des Niederfallens, ob sie steil, senkrecht oder schräg gewesen sey. Auch wäre es natürlich erwünscht gewesen, eine genauere Festsetzung der Temperatur des Steins unmittelbar nach dem Ausgraben zu erhalten, was bei Abwesenheit jedes Sachverständigen zur Zeit des Falles unterblieben ist.

Was das *Aeußere* des Steines betrifft, so stellt er etwa die Form eines runden Laibes Brot dar, etwas von der Seite zusammengedrückt, oder auch, wenn man lieber will, nahezu die eines Kugelsegmentes. Eine Seite ist ziemlich flach und eben, die andere stark convex, aber von jener nicht keilartig oder kantig abgesondert, sondern abgerundet in sie verlaufend. Die höchste Wölbung liegt nicht genau in der Mitte des Steins, sondern etwas excentrisch nach dem Rande hin, wodurch natürlich auch sein Schwerpunkt nach dieser Seite hin gezogen wird. Der größte Durchmesser beträgt etwa 30 Cm, die größte Höhe 17 bis 18 Cm.; das Gewicht des nach Speyer gebrachten Steines betrug $31\frac{1}{2}$ Pfund, das des ganzen Steins war jedoch einige Pfund höher, da auf der einen Seite ein Stück fehlt, welches bereits gleich nach dem Ausgraben des Steins losgeschlagen, getheilt und in mehre Hände gewandert ist.

Sehr merkwürdig ist die Gestalt der convexeren Oberfläche. Ihr höchster Punkt markirt sich als excentrisch vorspringender Scheitel und ist platt, rings um ihn aber, mit der Längsrichtung nach dem Rande gekehrt, verbreiten sich über die ganze Fläche längliche grubige Vertiefungen bis etwa 3 Cm. lang, welche theilweise mit einer gewissen Regelmäßigkeit vertheilt sind und, da sie von wulstförmigen abgerundeten Rippen geschieden werden, die Oberfläche wie ein Netzwerk überziehen, das entfernt an in Quincunx gestellte Blattpolster erinnert. Photographische Darstellungen und Modelle werden vermuthlich gemacht werden und eine bessere Vorstellung des interessanten Steines liefern,

als eine Zeichnung, welche nur sehr mühsam davon anzufertigen ist.

Der ganze Stein, mit Ausnahme der erwähnten Bruchfläche, ist mit dünner schwarzer Schmelzrinde überzogen, welche auf der flachen Seite ziemlich gleichförmig und glatt, an einer größern Stelle auch schlackig ist. Auf der andern stärker gewölbten Seite überzieht die Schmelzrinde Höcker und Gruben nicht ganz gleichförmig, erscheint meist wie glattgestrichen, bildet zwar keine eigentlichen Strömchen und Linien oder Grate wie bei vielen Pultusker Steinen (s. G. vom Rath, über die Meteoriten von Pultusk, Festschrift, Fig. 1 bis 4), doch aber deutlich erkennbare Spuren vom Fließen der geschmolzenen Substanz in Form von kleinen linearen glänzenden Wülstchen und hie und da in die Gruben hineinragenden Zäpfchen oder Höckern, welche ganz aus Schmelz bestehen. Selten sieht man auch in Risse des Gesteins wenig tief eingedrungene Schlackensubstanz. An manchen Stellen, besonders an den Wülsten, ist die Schmelzrinde sehr dünn, an andern, vorzüglich in den Gruben oder an deren Rande, ist sie dagegen dicker angehäuft. Ein wesentlicher Unterschied in der Dicke der Schmelzrinde auf beiden Steinseiten läßt sich nicht festsetzen, als etwa der, daß sie im Durchschnitte auf der flacheren Seite deshalb als etwas dicker bezeichnet werden kann, weil auf der gewölbteren größere Ungleichheit herrscht und doch auf den dicker berindeten Stellen der Schmelz kaum dicker ist als auf der flachen Seite.

Diese Erscheinungen sowie die Form des Steins lassen unmittelbar und sehr sicher schliessen, daß er beim Niederfallen in der Atmosphäre die stark gewölbte Seite nach unten kehrte, wenn er auch ein wenig schief geneigt, der seitlichen Lage des Schwerpunktes entsprechend, sich fortbewegt haben mag. Dadurch erklärt sich leicht die Beschaffenheit der Rinde an der untern Oberfläche, wo sie durch den Luftdruck in verschiedene Bewegungsformen gebracht, hie und da mehr fortgedrängt, anderwärts mehr angehäuft wurde, während der Scheitel ganz platt wurde und

währ
ruhig
an je
gefall
ein Z
atmos
jünge
Der
sches
D
habe
ken,
Masse
ansch
selbst
fung
Vieln
Schm
pen &
Eintri
schaff
auch
währ
glaub
Gleich
nig A
berer
eben
U
ihn a
auch
tische
lich
den
folger
Za
liche

während die nach oben gekehrte geschützte Rückenseite nur ruhige Schmelzung zeigt. Zugleich muß man schliessen, daß in jenem Tage und Orte nur dieser einzige Stein niedergefallen und nicht, wie bei den Pultusker Steinregen, an ein Zerplatzen einer größeren Masse erst innerhalb der Erdatmosphäre zu denken ist, da sich hier keine ältere und jüngere Schmelzrinde wie meistens dort, constatiren läßt. Der Krähenberger Stein war also ein sogenanntes kosmisches Individuum.

Die eigenthümlichen Gruben der Unterfläche (Stirnseite) habe etwas Unerklärliches. Dem mir geäußerten Gedanken, daß sie durch Abschmelzen und Abspritzen flüssiger Masse erzeugt worden seyn möchten, kann ich mich nicht anschließen, da Spuren dieses Vorganges an dem Steine selbst wahrnehmbar seyn müßten, etwa als starke Anhäufung der Schlackenmasse auf den Rippenwülsten u. dergl. Vielmehr spricht die beiderseits nahezu gleiche Dicke der Schmelzlage und deren Zurücktreten auf den welligen Rippen gegen jene Idee und für die Ansicht, daß schon vor Eintritt des Steines in die Atmosphäre jene grubige Beschaffenheit der Unterseite vorhanden war. Damit stimmt auch die verhältnißmäßig geringe Erhitzung des Steines während seines Fluges zur Erde, so daß man schwerlich glauben darf, es sey viel von ihm abgeschmolzen worden. Gleichwohl hat die convexe Unterseite des Steins sehr wenig Aehnlichkeit mit einer Bruchfläche, welche er einer früheren Zeit und Veranlassung verdanken möchte und bleibt eben deshalb noch unerklärt.

Untersucht man das Innere des Steines, so findet man ihn auf dem Querbruche vorherrschend graulich weiß, doch auch stellenweise dunkelgrau, wie gewöhnlich von trachytischem Ansehen, etwas porös, nicht sehr fest, sondern ziemlich spröde. Die nähere Untersuchung läßt ihn sogleich den Rose'schen Chondriten einreihen, wie sich aus der folgenden Beschreibung ergeben wird.

Zunächst unterscheidet man auf den ersten Blick metallische und steinige Gemengtheile (Silicate). Die ersteren

bestehen aus Eisen (Nickleisen) und Magnetkies, beide ziemlich reichlich eingesprengt (nach v. Rath's Analyse über 9 Proc.), von millimeter-dicken Blättchen bis zu größter Feinheit, zu Körnchen, welche nur mit starker Lupe sichtbar werden, herabgehend. Diese liegen einzeln im Gesteine, während die größern oft sich aneinander reihen und feine Adern bilden. Es läßt sich nicht beständig sofort angeben, ob ein metallisch glänzendes Korn Magnetkies oder Nickeleisen sey. Ersteres ist tombakfarben und hat muschligen Bruch, ist nicht oder doch wohl nur durch anhängendes Nickeleisen schwach magnetisch, ein Löthrohrversuch mit Soda auf Kohle läßt indessen den Schwefelgehalt leicht festsetzen. Einige Körnchen erscheinen fast gelb, nahezu wie Schwefelkies, für den sonst jedoch nichts spricht. Das Eisen ist meist stahlgrau, bis nahe silberweiß, matt bis stark glänzend, auch nahe tombakfarben (durch Anlaufen?), stets stark magnetisch. Prof. Reinsch hatte bis millimeter-dicke Blättchen auf seinen Fragmenten losgelöst. Durch den geringen Eisengehalt unterscheidet sich der Krähenberger Meteorit u. A. wesentlich von Pultusk.

Die *Silicate* sind, soweit mit der Lupe sichtbar, mindestens dreierlei Art und unterscheiden sich schon durch die Farbe: ein graulich weißes, ein dunkelgraues und ein grünlichgelbes Mineral. Dieselben bilden ein sehr inniges, sehr feinkörniges, wenig krystallinisches (wie Pultusk), fast dichtes Gemenge, aus welchem sich durchscheinende grünlichgelbe Körnchen am schärfsten absondern. Sie haben Fettglanz, muschligen Bruch, meist keine bestimmte Form; nur einmal beobachtete ich deutlich symmetrisch sechsseitigen Querschnitt. Nach Analogie anderer Vorkommen würden dieß *Olivin*-Körner seyn. Das weiße und das graue Mineral bilden die größern Massen und sind nur stellenweise so getrennt, daß sie schon mit Hülfe einer schwachen Lupe deutlich unterscheidbar sind. Bei stärkerer Vergrößerung erscheint das *weißliche* Mineral bisweilen eckig-körnig, matt oder auch etwas fettglänzend, durchscheinend, von glasigem

Ansehen, Sanidin-ähnlich, woran im Uebrigen nicht zu denken ist, mit muschligem Bruch und rissig. Häufig bemerkt man auch nadel- oder säulenförmige Gestalten, jedoch niemals scharf, sondern rissig-rauh, sehr klein. Wie es scheint, sind dieß die stehengebliebenen Reste von tafelförmigen Individuen, welche bisweilen fast verfilzt durcheinander liegen; man wird sie mit den Körnern unbestimmter Form vereinigen können, da sie übrigens von gleichen Eigenschaften erscheinen. Nicht selten auch sind die weissen Körner rund, glatt und glänzend, wie sehr kleine Glasperlen oder Tropfen.

Das graue Silicat kommt in dreierlei Form vor, sofern man alle drei Vorkommen für dasselbe halten darf: dicht, ohne bestimmte Gestalt, in sehr kleinen Körnern, nicht säulen- oder tafelförmig, mit dem weissen Silicat genau gemengt und gleichsam die Grundmasse für die weissen nadelförmigen Theile bildend. Sodann in grösseren (auf der einzigen grössern Bruchfläche des Steins bis 2 Zoll grossen) abgesonderten und scharf von der übrigen Masse sich abtrennenden Partien. Diese sind ziemlich porös, bilden jedoch noch immer eine Gränze, da sie nicht allein metallische Theilchen in Menge, sondern auch noch, nur seltener, weisliche Substanz des vorigen Minerals enthalten. Sie sehen ganz ähnlich gewissen Einschlüssen in vulkanischen Gesteinen, können aber doch nur Ausscheidungen vorwiegend des grauen Minerals seyn, da sie aus denselben Gemengtheilen, nur in andern Mengenverhältnissen bestehen. Aehnliche scharfe Sonderung lichter und dunkel gefärbter Stellen beschreibt G. Rose (Meteoriten der Berl. Samml. S. 84) an den Steinen von Ensisheim, Weston und Siena. — Endlich rechne ich als dritte Form des grauen Minerals noch hieher die zahlreichen Schrotkörner-ähnlichen Concretionen, welche für die Chondrite so charakteristisch sind und weshalb es auch leicht ist, diesen Meteorstein einzuordnen. Nach den mir vorliegenden Exemplaren bilden indessen auch diese Kugeln kein einfaches Mineral, sondern ebenfalls ein Gemenge, nur äusserst fein und dicht, eisenfrei und ohne Magnetkies

(während die grösseren grauen Partien metallische Theilchen genug enthalten), vorwiegend aus grauer Substanz bestehend, welche selbst äusserst feinkörnig ist, die weisse meist sehr fein und stark zurücktretend, doch bisweilen sehr deutlich ausgeschieden. Eine excentrisch faserige oder andere regelmässige Structur kann ich nicht wahrnehmen. Oft sind die Körner mit weisslicher Rinde umgeben und diese enthält dann häufig metallische Theilchen. In einer dieser Kugeln bemerke ich auf dem Querbruch noch sehr feine runde glatte Höhlungen, welche von viel kleineren ausgesprungenen kugelförmigen Concretionen herrühren dürften.

Ausser diesen Gemengtheilen ist mit Sicherheit an meinen Fragmenten kaum etwas zu bemerken; denn gelbliche und bräunliche Theilchen sind wahrscheinlich durch Zersetzung oder Oxydation gefärbte Körner derselben schon beschriebenen Minerale. Auch ein bläulich grünes Mineral an seltenen Stellen verfließt so in das weisse, dass ich es nicht davon trennen möchte. — Es stimmt auch diese im Ganzen einfache Zusammensetzung mit der Analyse G. vom Rath's überein, worin Kieselsäure, Magnesia und Eisenoxydul die Hauptbestandtheile des steinigen Theiles bilden. Dass Chromeisen nicht sichtbar ist, darf nicht verwundern, da die Analyse noch nicht 1 Proc. ergab; mir wenigstens gelang es nicht, es zweifellos zu erkennen.

X. Beobachtungen von Protuberanzen der Sonne; von F. Zöllner.

(Mitgetheilt aus den Berichten der Königl. Sächs. Gesellsch. d. Wv.)
Sitzung vom 1. Juli 1869.

Nach meiner am 6. Febr. d. J. der Königl. Gesellschaft mitgetheilten Methode, welche ich wegen unvollendeter Aufstellung der Instrumente erst jetzt zur Anwendung bringen

konnte¹⁾), habe ich gegenwärtig mit *grofser Schärfe und Deutlichkeit* Protuberanzen beobachtet, deren Gestalt und allgemeiner Charakter durch die Zeichnungen auf Tafel X veranschaulicht werden soll.

Der Natur der angewandten Methode gemäß wurde *die-selbe* Protuberanz *gleichzeitig* in drei verschiedenen Farben, den drei homogenen Linien ihres Spectrums entsprechend, beobachtet. Hierbei besteht jedoch ein wesentlicher Unterschied zwischen der rothen und blauen Figur einerseits, und der gelben andererseits. Die letztere ist nur in unmittelbarer Nähe des Sonnenrandes sehr intensiv und mit den andern Figuren übereinstimmend, während in größerem Abstände die feineren Details der Zeichnung verschwinden. Dieser Unterschied scheint nicht blofs subjectiv durch die größere Helligkeit des Spectrums in jener Gegend bedingt zu seyn, sondern durch eine der beiden folgenden Annahmen erklärt werden zu müssen:

entweder, die Strahlen, welchen die gelbe Figur ihr Entstehen verdankt, gehen von einem specifisch schweren und deshalb in geringerer Höhe als Wasserstoff befindlichen Gase aus,

oder, die in größerer Nähe der Sonnenoberfläche gesteigerten Temperatur- und Druckverhältnisse des Wasserstoffs bedingen die Emission der betreffenden Strahlengattung.

Die erste Protuberanz, welche ich beobachtete, ist in Fig. 1 Taf. X dargestellt. Ueber einer intensiv leuchtenden, kegelförmig vom Sonnenrande aufsteigenden Masse, breitet sich ein wolkenartiges Gebilde von geringerer Intensität aus. Zu demselben Typus gehören die Protuberanzen Fig. 4 und Fig. 9.

1) Nach einer vor Kurzem in den *Proceedings of the Royal Society* No. 109, 1869 veröffentlichten Notiz ist es auch Hrn. Huggins ver-mittelt einer andern Methode gelungen, die Umrisse eines protuberanzähnlichen Gebildes zu erkennen. Der Schluss dieser Notiz lautet: *A more detailed account is not now given, as I think I shall be able to modify the method so as to make the outline of these objects more easily visible.*

In Fig. 4 Taf. X war es auffallend, die überraschend schön entwickelte Cumulusgestalt der Wolke durch einen bedeutenden Zwischenraum vom Kegel getrennt zu sehen. Die Wolke war außerordentlich zart und bis in die feinsten Details zu erkennen. Die einzelnen cumulusartigen Elemente, aus denen sich dieselbe zusammensetzte, erschienen fast wie mattleuchtende Punkte.

Eins der merkwürdigsten Gebilde war die zweite in Fig 2 dargestellte Protuberanz. Ich traute meinen Augen kaum, als ich an derselben die züngelnde Bewegung einer Flamme wahrnahm. Diese Bewegung war jedoch im Verhältniß zur Flammengröße langsamer, als die entsprechende Bewegung hoch auflodernder Flammen bei großen Feuerbrünsten. Die Zeit, welche eine solche Flammenwelle zu ihrer Fortpflanzung von der Basis bis zur Spitze des Gebildes brauchte, betrug ungefähr 2 bis 3 Secunden. Ich habe mich an den folgenden Tagen bemüht, diese Beobachtungen durch Auffindung ähnlicher Gebilde zu verificiren, bin aber trotz eifrigen und andauernden Suchens nicht im Stande gewesen, den beabsichtigten Zweck zu erreichen.

Deshalb bitte ich, diese Thatsache noch als eine näher zu bestätigende zu betrachten.

Von der großen Schnelligkeit jedoch, mit welcher sich die Protuberanzen ihrer Form und Intensität nach verändern, geben die Abbildungen in Fig. 3, 6 und 10 Taf. X interessante Beispiele. In diesen drei Figuren sind die verschiedenen Gestalten dargestellt, welche ein und dieselbe Protuberanz nach den darunter in mittlerer Leipziger Zeit angegebenen Intervallen annahm. Die in Bogensecunden darunter befindlichen Höhen beziehen sich auf den höchsten Punkt der betreffenden Protuberanz.

Die in Fig. 3 und 4 Taf. X abgebildeten Protuberanzen sind gleichzeitig von Hrn. Vogel, Assistenten an hiesiger Sternwarte, beobachtet und unsere Zeichnungen im Wesentlichen als übereinstimmend gefunden worden.

Wenn es gestattet ist, den Gesamteindruck, der bis jetzt von mir beobachteten Protuberanzen mit irdischen Er-

sche
gend
unse
ist i
men
Wo
rung
Luft
betr
selne
A
scha
Instr
dem
Char
E
berar
Fig.
lich
rand
darü
schei
inner
In
vom
zu w
Sonn
und
hervo
Id
derar
trums
Weis
V
Zerst
züglic
nenbi

scheinungen zu vergleichen, so wird man bei der überwiegenden Mehrzahl derselben an die mannigfachen Formen unserer Wolken und Nebel erinnert. Der Cumulus-Typus ist in den bereits oben angedeuteten Fällen aufs Vollkommenste ausgebildet. Ebenso erinnern andere Formen an Wolken- und Nebelmassen, welche sich dicht über Niederungen und Seen lagern, und, in ihren oberen Theilen durch Luftströme bewegt und zerrissen, von hohen Berggipfeln betrachtet, dem Beschauer jene bekannten, mannigfach wechselnden Formen darbieten.

Alle diejenigen, welche sich bis jetzt durch eigene Anschauung von dem Anblick der Protuberanzen an meinem Instrumente überzeugt haben, stimmen in ihrem Urtheil mit dem angewandten Vergleiche bezüglich des allgemeinen Charakters der Protuberanzen im Wesentlichen überein.

Eine Ausnahme hiervon bildet die flammenartige Protuberanz Fig. 2 Taf. X. Beim Anblick der Protuberanzen Fig. 1, 3, 4, 9, vielleicht auch Fig. 5, setzt man unwillkürlich den unter der Wolke befindlichen, steil vom Sonnenrande aufsteigenden Theil in ein Causalverhältniß zu der darüber befindlichen Wolke. Man wird an Eruptionerscheinungen der Vulkane und heißen Springquellen erinnert.

In Betreff der Deutlichkeit, mit welcher sich die Gebilde vom Grunde abheben, läßt die angewandte Methode nichts zu wünschen übrig. Selbst bei ganz niedrigem Stande der Sonne von nur wenigen Graden Höhe, treten die Contouren und Einzelheiten der Protuberanzen mit einer Deutlichkeit hervor, die alle Beobachter lebhaft überrascht hat.

Ich bin gegenwärtig damit beschäftigt, diese Methode derartig zu modificiren, daß das im blauen Theile des Spectrums gelegene Bild direct photographirt und auf diese Weise vervielfältigt werden kann.

Wenn es gelänge, sehr große Prismen von bedeutender Zerstreuung herzustellen, und mit dem Instrumente ein vorzügliches Uhrwerk zu verbinden, so könnte man das Sonnenbild derartig abblenden, daß der Spalt des Spectrosko-

pes ein ringförmiger würde. Man wäre dann im Stande, an den betreffenden Stellen des Spectrums alle am Sonnenrande vorhandenen Protuberanzen *gleichzeitig* wahrzunehmen, ganz wie bei einer totalen Sonnenfinsternis von beliebiger Dauer.

Schliesslich sey mir noch gestattet, eine Beobachtung mitzutheilen, die einerseits zu merkwürdig erscheint, um sie unerwähnt zu lassen, andererseits, falls sich ihre Erklärung bewähren sollte, von grosser Tragweite für die Erweiterung unserer Kenntniss der in der Nähe der Sonnenoberfläche stattfindenden Vorgänge werden könnte.

Schon am 27. Juni, dem ersten heiteren Tage nach anhaltend trüber Witterung, beobachtete ich die hellen Protuberanzlinien, ohne dass es mir schon an jenem Tage gelungen wäre, die Gebilde in ihrer ganzen Ausdehnung wahrzunehmen. Sobald ich mich jedoch mit dem Spalt des Spectroskopes einer gewissen Stelle des Sonnenrandes näherte, an welcher die Protuberanzlinien besonders lang und hell hervortraten, durchzogen der ganzen Länge nach das Spectrum über dem Sonnenrande in 3 bis 4 Minuten Abstand von letzterem, helle, linienartige Blitze. Diese Blitze erstreckten sich über den *ganzen* im Gesichtsfelde befindlichen Theil des Spectrums und steigerten sich an einer bestimmten Stelle des Sonnenrandes zu einer solchen Häufigkeit, dass ein Eindruck entstand, als ob das ganze Spectrum von geradlinigen Funkenbahnen schnell aufeinanderfolgender elektrischer Entladungen durchzogen würde.

Hr. Vogel, welcher später an diesen Beobachtungen auf kurze Zeit Theil nahm, machte an einer andern Stelle des Sonnenrandes, wo ebenfalls wieder Protuberanzlinien erschienen, dieselbe Wahrnehmung.

An den folgenden Tagen habe ich die erwähnte Beobachtung nur vereinzelt an einigen Stellen des Sonnenrandes wiederholen können.

Diese Erscheinung würde durch die Annahme erklärt werden, dass in der Nähe der Sonnenoberfläche sich kleine intensiv glühende Körper bewegen, die Strahlen aller Brech-

bark
Bild
stelle
wirk

XI.

(Vo

W
möge
zahl
würde
deckt
saure
Natro
nachg
rhomb
dratis
Wass
Bio t
in de
welch
der I
E
stalle
die Z
rechte
des s
hend
darge

barkeiten aussenden und daher beim Vorüberziehen ihres Bildes vor dem Spalt des Spectroskopes an den Durchgangsstellen das Aufblitzen eines fadenförmigen Spectrums bewirkten.

XI. Ueber das optische Drehungsvermögen der Krystalle des Benzils; von Hrn. Descloizeaux.

(Von Hrn. Verfasser aus den *Compt. rend.* T. 68, p. 308 übersandt.)

Wie bekannt hat man bisher das optische Drehungsvermögen in sicherer Weise nur bei einer sehr kleinen Anzahl krystallisirter Substanzen aufgefunden. Diese merkwürdige, i. J. 1811 von Arago an Quarzkrystallen entdeckte Eigenschaft wurde 1854 vom Dr. Marbach am chloresäuren Natron, bromsauren Natron und essigsäuren Uran-Natron, drei zum regulären System gehörigen Körpern, nachgewiesen und ich selbst beobachtete sie 1857 an den rhomboëdrischen Krystallen des Zinnobers und an den quadratischen des schwefelsäuren Strychnins mit 13 Aequivalenten Wasser. Man verdankt den wichtigen Untersuchungen von Biot die Kenntniss des Gesetzes, welchem die Erscheinung in dem Quarze folgt, und denen von Herschel die Regel, welche den allgemeinen Sinn der Drehung verknüpft mit der Lage gewisser Formen von plagiëdrischer Hemiëdrie.

Eine analoge Relation hat Hr. Marbach bei den Krystallen des chloresäuren Natrons gefunden. Dagegen haben die Zinnoberkrystalle, welche, wie der Quarz, bald eine rechte, bald eine linke Drehung zeigen, und die Krystalle des schwefelsäuren Strychnins, welche sämmtlich linksdrehend sind, bisher nicht die geringste Anzeige von Hemiëdrie dargeboten.

Ich habe die Ehre, heute der Akademie anzuzeigen, daß ich das Drehungsvermögen in den Krystallen des Benzils ($C_{14}H_{10}O_2$) entdeckte, eines von Laurent 1855 unter den Abkömmlingen des Bittermandelöls entdeckten Körpers, welcher sowohl von ihm als von Hrn. Zinin zum Gegenstande vieler chemischer Arbeiten gemacht worden ist.

Die Krystalle, mit denen ich arbeitete, waren von Hrn. Zinin in St. Petersburg dargestellt. Sie halten gewöhnlich 13 Mllm. in Länge und 7 Mllm. im Durchmesser; sie haben eine schwefelgelbe Farbe, sind sehr weich (Härte = 1,5) und sehr zerbrechlich; ihre Durchsichtigkeit ist sehr groß und ihre innere Structur so homogen, daß man sie allen Prüfungen mit dem polarisirten Lichte unterwerfen kann. Wie schon Laurent angegeben, ist die Form des Benzils ein regelmäßiges sechseitiges Prisma; drei abwechselnde Kanten der Basis sind ersetzt durch die Flächen eines scharfen Rhomboëders von etwa 80° , die drei andern Kanten tragen eine doppelte Abstumpfung, bestehend aus der Aequiaxe b' und der umgekehrten e^1 . Die berechneten Winkel, verglichen mit den beobachteten, sind:

Berechnete Winkel	Beobachtete Winkel
* $a'p = 118^\circ 0'$	118° Mittel
$a'e^2 = 90 \quad 0$	90
$pe^2 = 152 \quad 0$	$152^\circ 1'$ Mittel
$a'b' = 136 \quad 47$	137 1 Mittel
$a'e^1 = 118 \quad 0$	117 29 bis 118°
$b'e^2 = 133 \quad 14$	133 9
$pb' = 130 \quad 7$	129 42
$pp = 80 \quad 14$ Endkante	80
$b'b' = 107 \quad 14$ do.	107 21
$e^1e^1 = 80 \quad 14$ do.	

Ebener Scheitelwinkel = $78^\circ 13' 58''$.

Die sorgfältigste Untersuchung der von Hrn. Zinin erhaltenen Krystalle hat mich keine Spur von hemiëdrischen Formen auffinden lassen; allein es wäre nachzuforschen, ob sich nicht die Hemiëdrie einstellte, wenn man die Umstände der Krystallisation abänderte und die Mittel anwendete,

welch
vorzu
Id
was
Mittel
der H
2^{mm}, 8
Natro
Ei
3 Mll
malin
skop
Mittel
stalle
Dreht
die R
cher
von
ten w
alle K
wird
Di
und p
orden
Au
zeau
gefähr
groß
En
primit
Temp
Di
her zu
1) Na
den
Pola

welche Hr. Pasteur angegeben hat, um sie künstlich hervorzurufen.

Ich habe das Drehungsvermögen der Benzilkrystalle etwas größer als das des Quarzes gefunden. Nach einem Mittel aus sehr vielen Beobachtungen, gemacht an drei auf der Hauptaxe winkelrechten Platten von respective 2^{mm},416; 2^{mm},830 und 4^{mm},085 Dicke, fand ich mittelst des gelben Natronlichtes ¹⁾, daß 1^{mm} Benzil entspricht 1^{mm},15 Quarz.

Eine auf der Axe winkelrechte Platte von ungefähr 3 Mllm. Dicke, zeigt demnach bei Untersuchung im Turmalinapparat oder besser unter dem polarisirenden Mikroskop eine zahlreiche Reihe concentrischer Ringe, in deren Mittelpunkt das für die doppeltbrechenden einaxigen Krystalle so charakteristische schwarze Krenz gänzlich fehlt. Dreht man den Zerleger von links nach rechts, so scheinen die Ringe sich auszudehnen und der mittlere Fleck, welcher das schwarze Kreuz ersetzt, durchläuft dieselbe Reihe von Farben, welche ein rechts drehender Quarz darbieten würde. So weit meine Untersuchung bisher reicht, sind alle Krystalle (nur 4 bis 5) rechtsdrehend. Die Zukunft wird entscheiden, ob es auch linksdrehende gebe.

Die Doppelbrechung der Benzilkrystalle ist sehr stark und *positiv*. Die Indexe, der ordentliche und der außerordentliche, sind bei 14° C. für die Linie *D*:

$$\omega = 1,6588 \quad \varepsilon = 1,6784.$$

Auch ihre Ausdehnbarkeit ist sehr bedeutend. Hr. Fizeau hat gefunden, daß sie in der Richtung der Axe ungefähr 9½ Mal, und winkelrecht gegen die Axe 5 Mal so groß ist als die des Platins.

Entgegen dem, was beim Quarz stattfindet, wird das primitive Rhomboëder von 80° 14' noch schärfer, wenn die Temperatur steigt.

Die geringe Menge, welche mir von der Substanz bisher zur Verfügung stand, hat mir nicht erlaubt zu unter-

1) Nach den Bestimmungen des Hrn. Fizeau in seiner Abhandlung über den Quarz, von 1864, habe ich angenommen, daß 1 Mllm. Quarz die Polarisationsebene für die Natriumlinie *D* um 21°,76 drehe.

suchen, ob die alkoholische Lösung die Polarisationssebene ablenke oder nicht. Diese Untersuchung anzustellen wäre um so interessanter als bisher das Strychnin der einzige Körper ist, welcher das Drehungsvermögen zugleich in Lösung und in Krystallen besitzt. Ich werde mich daher bemühen, sie so bald wie möglich vorzunehmen.

XII. *Ueber die Erwärmung fester Körper durch das Tönen*¹⁾; von Emil Warburg.

Im 34sten Bande von Poggendorff's Annalen erwähnt Wilh. Weber, daß die Verschiedenheit in der Schnelligkeit des Verklingens beim Tönen, welches die verschiedenen Substanzen zeigen, bei akustischen Untersuchungen seine Aufmerksamkeit erregt habe; er weist darauf hin, daß der Luftwiderstand, der eine um so schnellere Abnahme der Amplituden bewirken muß, je kleiner die Masse des Körpers ist, auf welchen er wirkt, zur Erklärung dieser Erscheinung nicht hinreiche und kommt zu dem Schlusse, daß dieselbe in der innern Natur der Körper begründet seyn müsse.

In der That verklingt Blei viel schneller, als Stahl, während die Dichtigkeit des Bleis bedeutend größer ist, als die des Stahls.

Nach diesen Betrachtungen muß ein Theil der lebendigen Kraft der Schwingungen im Innern der tönenden Körper verbraucht werden, und liegt die Vermuthung nahe, daß derselbe hier in Wärme umgesetzt wird; dieser Theil wird bei den Materien besonders groß ausfallen, welche, wie z. B. Blei, rasch verklingen, d. h. nur einen geringen Antheil der mitgetheilten Bewegung an die umgebenden Medien abgeben.

1) Die Versuche wurden in dem physikalischen Laboratorium des Hrn. Prof. Magnus zu Berlin ausgeführt.

Zu ähnlichen Betrachtungen geben die Erscheinungen der Dämpfung Anlaß, welche Körper hervorbringen, die man mit andern tönenden Körpern verbindet. Setzt man ein Bleirohr, selbst ein recht dünnes, an ein Glasrohr so an, daß es die Verlängerung desselben bildet, so findet man, daß der longitudinale Ton des Glasrohres außerordentlich stark gedämpft wird; dies findet selbst dann statt, wenn man dem Bleirohr die Länge einer Halbwelle des Tones giebt, in welchem Falle die Dämpfung am geringsten ist. Ein Stahl oder Messingstab bringt unter diesen Umständen keine merkliche Dämpfung hervor. Auch diese Erscheinungen führen auf die Annahme, daß ein Theil der lebendigen Kraft der Schwingungen im Innern der Körper verbraucht wird, in Folge dessen auf die Annahme einer Wärmeerzeugung durch das Tönen und zwar einer größeren in Blei, als in Stahl.

Der Verfasser stellte sich die Aufgabe, die Wärmeerzeugung durch das Tönen von diesem Gesichtspunkte aus zu untersuchen. ¹⁾ Er bediente sich dabei der Methode, daß er die eine Lötstelle eines Thermoelementes, in dessen Schließungskreis sich ein Galvanometer mit astatischer Nadel befand, nach dem Tönen an die zu untersuchende Stelle anlegte. Derjenige Theil des tönenden Stabes, um dessen Untersuchung es sich handelte, befand sich zum Schutz gegen Luftströmungen in einem länglichen Holzkasten, dessen Vorder- und Hinterwand entfernt war. Die hierdurch entstandenen Oeffnungen wurden, wenn der Stab eingeführt war, nach Bedarf mit Watte verstopft. Den Deckel bildete eine Glasplatte, die in der Mitte eine mit einem durchbohrten Kork verschlossene Oeffnung hatte. Durch die Bohrung des Korkes ging ein enges Glasrohr und in diesem befand sich, durch Watte geschützt und befestigt, das Thermoelement so, daß die untere Lötstelle eben aus dem Rohr her-

1) Daß Wärme durch das Tönen in festen Körpern erzeugt werde, ist bisher experimentell nicht nachgewiesen; denn die Versuche von Sullivan (*Phil. Mag. Vol. XXVII, p. 261*) und Le Roux (*C. R. L. 656*) können als ein solcher Nachweis nicht betrachtet werden.

vorsab. Das Anlegen der Löthstelle an die zu untersuchende Stelle geschah entweder von oben durch Herabbewegen der Glasröhre, welche an einem hölzernen Griff gehandhabt ward, oder von der Seite durch Verschieben der Glasplatte, mit welcher die Thermosäule in fester Verbindung war. Vor dem Beginn eines jeden Versuches überzeugte man sich, daß das Anlegen der Löthstelle keinen Ausschlag am Galvanometer hervorbrachte.

Longitudinaltöne.

Es gelang zuerst an einem Stabe aus Wachs (einem sehr rasch verklingenden Material), Erwärmung durch das Tönen nachzuweisen. Ein Wachsstab ward an ein dickwandiges Glasrohr so angesetzt, daß er die Verlängerung desselben bildete; seine Länge betrug eine Halbwelle des Tones (berechnet nach der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Wachs, die der Verfasser ermittelt hat und worüber das Nähere in diesen Ann. erschienen ist). Legte man die Löthstelle des Thermoelementes nach dem Tönen an eine Stelle, wo ein Knoten war, so erhielt man einen Ausschlag von 300 Skalentheilen im Sinne der Erwärmung; in den Bäuchen ergab sich nur ein Ausschlag von 50 Skalentheilen in demselben Sinne.

Ein Bleirohr von 9^{mm} äufs. Durchm., statt des Wachses an das erwähnte Glasrohr befestigt und auch von der Länge einer halben Welle, zeigte im Knoten eine Erwärmung = 300 bis 400 Skalentheilen, im Bauch = 40 Skalentheilen. Ein dünneres Bleirohr (4^{mm} äusserer Durchmesser) von derselben Länge, mit demselben Glasrohr verbunden, erwärmte sich viel stärker; man erhielt einen Ausschlag von 600 Skalentheilen als das Thermoelement nach dem Tönen an den Knoten angelegt wurde. Es wurden sodann die beiden Bleiröhren parallel neben einander an demselben Ende des Glasrohres befestigt; in diesem Fall erhielt man in beiden merklich gleiche Erwärmung. Es ist daraus zu schliessen, daß ein dünneres und dickeres Rohr bei gleicher Grösse der Schwingungsamplituden in der Einheit des Querschnitts

tes gleich viel Wärme entwickeln, und dafs das dünnere Rohr sich in dem oben erwähnten Versuche nur deshalb stärker erwärmte, weil die Gröfse der Schwingungsamplituden in demselben eine gröfsere war; das letztere zeigte sich darin, dafs der Ton des Systems eine merklich gröfsere Intensität erhielt, wenn man das dickere Rohr durch das dünnere ersetzte.

Zu ähnlichen Resultaten führte die Untersuchung selbsttönender Bleiröhren. Von drei Röhren gab bei gleicher Wanddicke und Länge (indem stets der Grundton hervorgebracht ward)

ein Rohr von 16 ^{mm} äufs. Durchm. nach anhaltendem kräftigen Anreiben im Knoten gar keinen Ausschlag.						
10	10	10	9 ^{mm}	10	10 200 Skalth.
10	10	10	4 ^{mm}	10	10 600 "

Die Stärke des Ausschlages nahm ab, je weiter man sich vom Knoten entfernte und in den Bäuchen ward so gut wie gar keine Erwärmung beobachtet. Es unterliegt wohl nach dem Obigen keinem Zweifel, dafs auch hier die stärkere Erwärmung dünnerer Röhren sich einfach dadurch erklärt, dafs die Schwingungsamplituden bei gleicher Kraftäufserung der tonerzeugenden Ursache in engeren Röhren eine gröfsere seyn mufs, als in weiteren, weil bei weiteren eine gröfsere Masse in Bewegung gesetzt werden mufs, als bei engeren.

Nachdem in dieser Weise festgestellt war, durch welche Einrichtung des Versuchs man eine möglichst starke Temperaturerhöhung durch das Tönen erhalten könne, gelang es mit Leichtigkeit, auch bei andern Metallen eine solche nachzuweisen, hier indess nur dann, wenn die Metalle in Form dünner Drähte mit einem tönenden Glasrohr verbunden, in kräftige Schwingungen versetzt wurden. Ein 1½ bis 2^{mm} dünner Messingdraht, dessen Länge gleich der Halbwelle des Glasrohrtones, gab im Knoten eine 100 Skalentheilen entsprechende Erwärmung; vergröfserte man durch Verkürzung des Drahtes die Stärke der Resonanz, so wur-

den 300 Skalentheile erhalten. Demnächst folgen nach der Stärke der beobachteten Temperaturerhöhung: Kupfer, Eisen, Stahl, Holz.

Ein durch seine dämpfenden Eigenschaften sehr ausgezeichneter Körper ist bekanntlich das Kautschuk. Dem entsprechend erhielt man von einem kurzen, an das tonerzeugende Glasrohr angefügten Kautschukröhrchen dicht an der Ansatzstelle desselben eine Erwärmung von über 1000 Skalentheilen.

In diesem Falle war die Temperaturerhöhung auch thermometrisch leicht nachweisbar. Das Gefäß eines in halbe Grade getheilten Thermometers ward vor und nach dem Tönen an das Kautschukröhrchen angelegt. In vier Versuchen

zeigte das Thermometer, und stieg, nach dem Tönen vor dem Tönen angelegt, auf	angelegt, auf
$17\frac{1}{4}^{\circ}$ C.	$18\frac{3}{4}^{\circ}$
19	21
$18\frac{1}{2}$	20
$17\frac{1}{2}$	$19\frac{1}{4}$

Die wirkliche Temperaturerhöhung mußte danach über 2° betragen.

Während bei Röhren aus anderem Material, wenn sich mehrere Knoten bilden, die Temperaturerhöhung in den verschiedenen Knoten ziemlich gleich ausfällt, ist die Erwärmung beim Kautschuk nur auf eine geringe Entfernung von der Ansatzstelle an das Glasrohr wahrnehmbar. Dieses auffallende Resultat rührt offenbar davon her, daß auf dem Wege durch das Kautschuk der Schall so sehr geschwächt wird, daß er bald eine zu geringe Intensität besitzt, um eine merkliche Erwärmung zu verursachen.

Der einzige untersuchte Körper, bei welchem es mir nicht gelang, eine Temperaturerhöhung durch das Tönen zu erhalten, war das Glas. Dünne Glasröhren, durch Resonanz in starke Schwingungen versetzt, sprangen jedesmal entzwei, und mit dickeren Stäben ist es mir nicht gelungen, Wärmeentwicklung zu beobachten, wahrscheinlich weil dieselben

nicht in hinreichend kräftige Schwingungen versetzt werden konnten.

Transversaltöne.

Nach dem Vorigen sind abwechselnde Verdichtungen und Verdünnungen, welche bei Longitudinaltönen auftreten, eine wesentliche Bedingung der Erwärmung durch das Tönen. Da auch mit den Biegungen, welche bei den Transversalschwingungen eintreten, Verdichtungen und Verdünnungen verbunden sind, so war auch bei den Transversalschwingungen eine Temperaturerhöhung zu erwarten. Es gelang auch, eine solche zu erhalten, indess zeigte sich eine viel complicirtere Vertheilung der erzeugten Wärme, als bei den Longitudinaltönen. Man bedient sich zur Erzeugung des Tones am besten einer Stimmgabel, indem man mit der einen Zinke die zu untersuchenden Körper in Form dünner Röhren oder Drähte so verbindet, daß diese die Verlängerung der betreffenden Zinke bilden. Ueber die eine Zinke der horizontal gestellten Gabel, deren Ton ungefähr eine Octave tiefer war, als das eingestrichene *c*, ward ein Kautschukrohr geschoben, in welchem sich beim Tönen 3 Knoten bildeten. Es war deutlich zu sehen, daß die Intensität der Bewegung des Rohrs mit der Entfernung von der Stimmgabel im Allgemeinen abnahm; dem entsprechend zeigte sich im Allgemeinen eine Abnahme der Temperaturerhöhung nach dem Tönen mit der Entfernung von der Zinke. Aber es fand sich in den Schwingungsmaximis nach dem Tönen eine stärkere Temperaturerhöhung, als in den Knoten, obwohl die Wärmeabgabe an die Luft in den bewegten Schwingungsmaximis offenbar eine grössere war, als in den ruhenden Knoten; nur am freien Ende war die Erwärmung Null. Die Temperaturerhöhung entsprach da, wo sie am grössten war, mehreren Hundert Skalentheilen. Mit Metalldrähten wurden ähnliche Resultate erhalten. Der zu untersuchende Draht ward in ein Holzklötzchen eingekittet und dieses an der einen Zinke befestigt; es war aber dann erforderlich, mit der andern Zinke ein passendes Gegenge-

wicht zu verbinden, wenn die Gabel mit fest eingeschaubtem Stiel tönen sollte. Die Stärke der beobachteten Temperaturerhöhung entsprach bei den verschiedenen Metallen den durch Longitudinalschwingungen erhaltenen Resultaten; weitaus die stärkste Temperaturerhöhung ward beim Blei beobachtet. Die Vertheilung der Temperaturerhöhungen in den Drähten entsprach den beim Kautschuk erhaltenen Resultaten; nur dafs, wegen der bessern Wärmeleitung der Metalle, jene Vertheilung nicht so scharf ausgeprägt war, wie beim Kautschuk. Die Versuche mit dem letzteren Material zeigen, dafs bei den Transversalschwingungen die Stellen *stärkster Biegung*, welche an frei tönenden Stäben nahe mit den *Bäuchen* zusammenfallen, auch Stellen *stärkster Wärmezeugung* sind, gleichwie bei den Longitudinalschwingungen die Stellen *stärkster Dichtigkeitsänderung*, welche mit den *Knoten* zusammenfallen, sich als Stellen *stärkster Wärmezeugung* erwiesen haben. In entsprechender Weise nimmt nach Kundt's Versuchen¹⁾ die Wirkung tönender Stäbe auf das hindurchgehende polarisirte Licht bei den Longitudinalschwingungen nach den *Bäuchen* bei den Transversalschwingungen nach den *Knoten* und den *freien Enden* zu ab. *

Wir können darnach schliesslich das experimentelle Resultat dieser Untersuchung dahin zusammen fassen, dafs jeder feste Körper sich beim Tönen wahrnehmbar erwärmt, sofern dabei hinlänglich starke Verdichtungen und Verdünnungen auftreten, und dafs die Stärke der Erwärmung mit der Intensität dieser Verdichtungen und Verdünnungen sehr schnell anwächst.

Es hat sich ferner herausgestellt, dafs die verschiedenen Körper eine um so gröfsere Temperaturerhöhung nach dem Tönen zeigen, je rascher sie verklingen, resp. je stärker sie den Ton anderer Körper dämpfen; dabei berechtigt die Gröfse der Verschiedenheit in den erhaltenen Temperaturerhöhungen zu der Behauptung, dafs die gröfseren Temperaturerhöhungen nicht auf einer geringeren specifischen Wärme

1) Pogg. Ann. Bd. 123.

der betreffenden Körper beruhen, sondern darauf, daß eine größere Wärmemenge beim Tönen in denselben erzeugt wird.

Bei der Vergleichung der verschiedenen Körper rücksichtlich der durch das Tönen erzeugten Wärmemenge drängt sich ferner die Bemerkung auf, daß die Wärmeerzeugung in den Körpern um so größer ist, je kleiner deren Schallgeschwindigkeit; sie ist am größten im Kautschuk, in welchem Material der Schall kaum 40 Meter in der Secunde zurücklegt. Es hängt dies jedenfalls damit zusammen, daß mit der Schallgeschwindigkeit die Wellenlänge abnimmt und bei gleicher Stärke der Erregung in den kürzeren Wellen die Verdichtungen und Verdünnungen größer ausfallen müssen, als in den längeren.

Dabei bleibt nicht ausgeschlossen, daß auch spezifische Unterschiede der Materie zu der Verschiedenheit der Wärmeerzeugung in den verschiedenen Körpern beitragen.

Bei den Schwingungen elastischer Körper wird, wie bekannt, während der Verdichtung Wärme erzeugt, während der Verdünnung Wärme verbraucht und zwar ist die während der Verdichtung erzeugte Wärmemenge genau gleich der während der Verdünnung verbrauchten. Diese Wärmewirkungen sind bei Gasen von großem Einfluß auf die Schallgeschwindigkeit, während eine Anhäufung von Wärme durch dieselben nicht eintreten kann. Es ist kaum zweifelhaft, daß die Wärme, welche in des Verfassers Versuchen die Temperaturerhöhungen hervorruft, sowohl während der Verdichtung, als auch während der Verdünnung erzeugt wird. Ueber die Natur der Kräfte, welche einerseits den Verbrauch von lebendiger Kraft, andererseits Erzeugung von Wärme in diesem Falle herbeiführen, hat der Verfasser eine besondere Untersuchung angestellt, welche demnächst in diesen Annalen erscheinen wird.

Zusatz.

Seit der ersten Veröffentlichung der hier beschriebenen Versuche hat der Verfasser Versuche darüber angestellt,

ob auch bei Gasen eine merkliche Temperaturerhöhung durch das Tönen eintrete, und zu diesem Ende die eine Löthstelle eines Thermoelementes in eine tönende Gassäule eingeführt. Dabei ward von gut getrockneten Gasen (Luft, Kohlensäure, Leuchtgas) gar keine Wirkung erhalten.

XIII. Ueber Wärme-Entwicklung beim Explodiren der Glathränen; von Hrn. L. Dufour.

(Compt. rend. T. LXVIII, p. 398.) ¹⁾

Die Explosion einer Glathränne ist bekanntlich mit einer ziemlich heftigen Fortschleuderung der Glassubstanz verknüpft. Es scheint sich im Innern des Körpers eine moleculare Repulsion von solcher Stärke zu erzeugen, daß sie den abspringenden Theilchen eine große Geschwindigkeit erteilt. Im Moment der Explosion entwickelt sich also eine bedeutende lebendige Kraft, die außer Verhältniß steht zu der schwachen mechanischen Arbeit, welche auf das Abbrechen der Spitze verwandt wird. In dieser letzten Beziehung bieten die Glathränen ein für die mechanische Wärmetheorie interessantes Problem dar und die Frage ist natürlich, ob die Arbeit, welche diese Explosion begleitet, mit Wärme-Erscheinungen verknüpft sey.

Auf den ersten Blick scheint einige Analogie stattzufinden zwischen der gegenseitigen Entfernung der Glaththeilchen in einer zerspringenden Glathränne und der plötzlichen Ausdehnung eines Gases nach seiner Zusammendrückung. Die zum Oeffnen des Hahns erforderliche geringe Arbeit erzeugt durch die Ausdehnung des Gases eine bedeutende Arbeit, ganz wie die schwache Kraft, welche zum Abbrechen der Spitze einer Glathränne erforderlich ist, die Zer-

1) Ausführlich ist diese Arbeit von dem Hrn. Verfasser in den *Archives de la bibl. univ. Févr. 1869* veröffentlicht.

stäubung und Fortschleuderung einer ziemlich grossen Glasmasse veranlasst. Allein zwischen den beiden Thatsachen, deren Analogie ich eben hervorhob, herrschen doch zu wesentliche Unterschiede, als das man im Voraus sagen könnte, ob die Explosion der Glasthränen mit Wärmephänomenen ähnlich denen bei der Ausdehnung eines Gases begleitet werde.

Dieses, *a priori* schwer zu discutirende, thermo-mechanische Problem schien mir wichtig genug, um einige Untersuchungen zu verdienen, und ich suchte zu ermitteln, ob die Explosion der Glasthränen mit einer Temperaturveränderung der Glassubstanz verknüpft sey.

Bei einer ersten Versuchsreihe gebrauchte ich einen thermo-elektrischen Apparat, um zu ermitteln, ob zwischen den Glasthränen und dem aus ihnen entstandenen Staube eine Temperaturdifferenz stattfindet. Alle Resultate wiesen übereinstimmend eine Erwärmung der Glassubstanz nach; allein die angewandte Methode gestattet nicht die, übrigens schwache, Steigerung der Temperatur mit einiger Sicherheit zu messen.

In einer zweiten Versuchsreihe wurden die Glasthränen in einem kleinen Messinggefäß zerbrochen, oberhalb einer gewissen Menge von Terpentinöl, welches den Staub nach der Explosion aufnahm. Es waren die bei Versuchen dieser Art erforderlichen Vorsichtsmaafsregeln getroffen, um den Einfluss der umgebenden Temperatur und die im Gefäß erzeugte Wärmemenge zu messen. Die gehörig berechneten Beobachtungen erwiesen immer für den Glasstaub eine höhere Temperatur als die, welche die Thränen vor der Explosion besaßen. Der Ueberschufs schwankte von $0^{\circ},18$ bis $0^{\circ},46$. Bei diesem Verfahren war jedoch eine sehr heftige Bewegung der Flüssigkeit nicht zu verhüten, eine Bewegung, die durch den Contact mit den zerspringenden Thränen hervorgerufen ward.

In einer dritten Versuchsreihe waren die Glasthränen in einer Art abgestumpften Kegel von Pappe angebracht. Die Axe dieses Kegels stand fast lothrecht und seine grosse

Basis war nach oben gekehrt und durch ein Kautschuckblatt verschlossen. Die Spitzen der Glastränen ragten etwas aus dem Kautschuck hervor, um die Spitze mit einer Zange fassen und abbrechen zu können. Der Glasstaub fiel in einen sehr dünnwandigen Messingcylinder, der unterhalb des Kegels angebracht war und einige Grammen Terpentinöl enthielt. Ich beobachtete die Temperatur der Glastränen vor der Explosion und die des Terpentinöls vor und nach der Aufnahme des Glasstaubes. Der Apparat war natürlich gegen die Wirkungen der umgebenden Temperatur geschützt und die Beobachtungen wurden in der Weise berechnet, daß sie den Unterschied zwischen der Temperatur der Glastränen und der des aus ihnen entstandenen Glasstaubes lieferten. Alle Resultate ergaben eine Erwärmung des Glases durch die Explosion; sie waren auch viel übereinstimmender als die der vorhergehenden Reihe und fielen zwischen $0^{\circ},26$ und $0^{\circ},35$. Controlversuche hatten den Zweck, sich zu versichern, daß die Temperatur-Erhöhung nicht aus dem bloßen Fall des Glases in das Oel entspringen konnte, auch nicht aus einer Capillarwirkung zwischen der Flüssigkeit und dem Glasstaub.

Die Gesammtheit der Versuche berechtigt, glaube ich, zu folgenden Schlüssen.

1. Der durch die Explosion der Glastränen entstehende Glasstaub besitzt eine höhere Temperatur als die Thränen selbst im Moment der Explosion.

2. Eine Reihe von fünf Versuchen (nach der dritten Methode) an 18 Glastränen durchschnittlich von $4^{\text{cm}},8$ Gewicht ergab einen mittleren Ueberschuß von $0^{\circ},30$.

Die Erwärmung entspringt wahrscheinlich aus einer die Explosion begleitenden Molecularbewegung und ich glaube, man kann sie auf die Vorgänge beziehen, welche entstehen, wenn Metalldrähte, welche (ohne Ueberschreitung der Elasticitätsgränze) ausgestreckt worden sind, plötzlich ihre ursprüngliche Länge wieder annehmen. Hr. Joule hat gezeigt ¹⁾, daß Drähte sich erkalten, wenn man sie auszieht,

1) *Philosoph. Transact.* 1858 und *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. LXIII.*

und sich erwärmen im Moment, da sie ihr ursprüngliches Volumen wieder annehmen. In einer neueren Abhandlung hat Hr. Edlund ähnliche Resultate veröffentlicht, erhalten indem er Drähte von mehren Metallen auszog und sich wieder zusammenziehen liefs ¹⁾.

Bei der bekannten Darstellung der Glastränen verfestet die plötzliche Erkaltung die äussere Schale des Glases, während das Innere noch flüssig bleibt. Diese Schale hüllt also ein Volumen ein, das gröfser ist als das des erkalteten Glases. Während der Erkaltung wird die innere Masse durch Adhärenz mit der schon gebildeten oberflächlichen Schicht verknüpft. Das Glas kann sich also nicht wie im normalen Zustand zusammenziehen. Es erleidet einen Zug, der sein Volumen gröfser zu halten sucht; es mufs sich also in einem Zustand befinden, sehr ähnlich dem eines Metallstabes, der durch eine äussere Kraft verlängert wird. Wahrscheinlich kann man sich eine Glasträne vorstellen als eine starre Hülle, an deren Innenwand Stäbe, die auf eine hohe Temperatur gebracht worden, befestigt wären, in grosser Anzahl, durcheinander liegend und durch zahllose Löthstellen mit einander verknüpft. Da diese Stäbe sich bei der Erkaltung zusammenzuziehen suchen, so erleiden sie seitens der unveränderlichen Hülle einen Zug; sie werden ausgezogen werden und das ganze System wird offenbar nicht in einem stabilen Gleichgewichtszustand seyn. In einer Glasträne spielen die unendlich kleinen und unendlich vielen Glastheilchen die Rolle der eben erwähnten Stäbe und sie ziehen sich im Moment des Zerspringens zusammen. Der Zusammenzug dieser Glastheilchen ist, wie der der Metalldrähte, in den Versuchen der HH. Joule und Edlund begleitet von sehr kleinen Molecular-Verschiebungen, denen bald der Ruhezustand folgt. Es giebt also eine lebendige Kraft, die verschwindet, und man darf also erwarten, dafs zu gleicher Zeit in dem Körper eine gewisse Wärmemenge

1) Pogg. Ann. 1865. — Hr. VV. Thomson hat eine aus der mechanischen Wärmetheorie abgeleitete Formel gegeben, welche diese Temperaturveränderungen zu berechnen erlaubt.

auftritt. Diefes ist ohne Zweifel der Ursprung der Wärme, die durch die oben beschriebenen Versuche nachgewiesen ist.

Allein die Rückkehr zum stabilen Gleichgewichtszustand ist bei einer Glasträne von jener merkwürdigen und plötzlichen Fortschleuderung der Glastheilchen begleitet, welche dem Phänomen den Anstrich einer Explosion verleiht. Diese Fortschleuderung bleibt gewifs eine sonderbare und schwer in genügender Weise erklärbare Thatsache. Entspringt sie vielleicht einfach daraus, dafs die Glastheile das Volum und die Gestalt, welche dem stabilen Gleichgewicht entsprechen, erst nach einigen Oscillationen annehmen, wie eine plötzlich losgelassene Springfeder? Wenn ein elastischer Körper in Schwingungen begriffen ist, treibt er die ihn berührenden fremden Körper mehr oder weniger schnell mit sich fort. Ist die Springfeder selbst beweglich und stöfst sie auf feste Körper, so wird sie durch Reaction zurückgeschleudert. Wenn viele kleine elastische Körperchen in Schwingungen begriffen sind und sie einander berühren, so stoßen sie einander gegenseitig.

Bei einer Glasträne, kann man sich denken, werden im Moment des Zerspringens die bis dahin ausgezogenen Glastheilchen auch eine sehr kurze Zeit schwingen ehe sie die dem stabilen Gleichgewicht entsprechende Gestalt annehmen. Könnten nun nicht die gegenseitigen Stöße, welche entstehen müssen, die Ursache jener merkwürdigen Fortschleuderung seyn, welche die Trümmer einer zerplatzenden Glasträne darbieten.

Was übrigens auch die unmittelbare Ursache dieser Fortschleuderung seyn mag, so ist es doch wahrscheinlich, dafs die dadurch in dem Glase erzeugte Bewegung einen Bruchtheil seiner inneren Wärme verbraucht, einen Bruchtheil, welcher sich partiell in den fortgeschleuderten Theilchen regenerirt, wenn diese durch äußere Widerstände aufgefangen werden.

e,
e-

nd

z-

he

so

er

sia

nd

en,

tz-

per

len

ort.

ste

ert.

gen

ein-

den

las-

dem

men.

ste-

leu-

las-

ort-

dafi

nich-

wel-

gege-

ngen

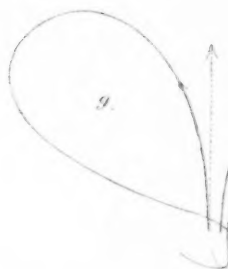
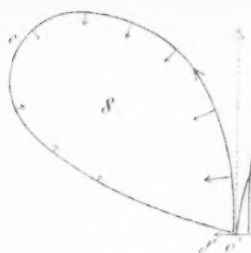
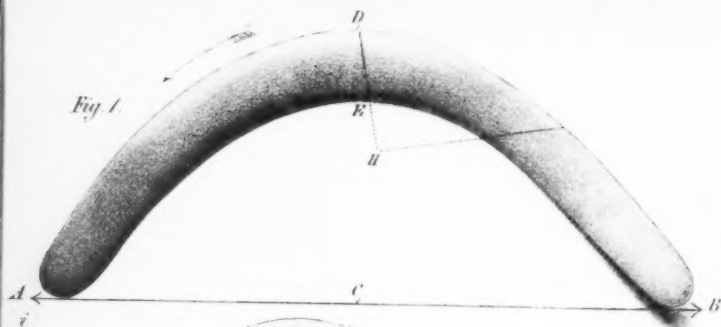


Fig. 10.



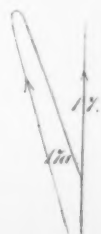
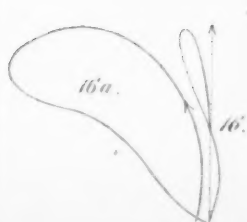
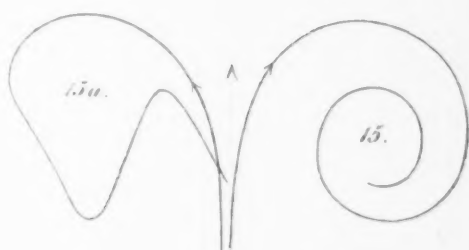
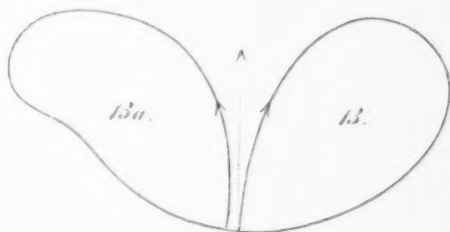
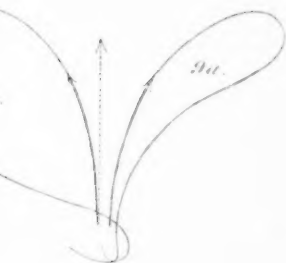
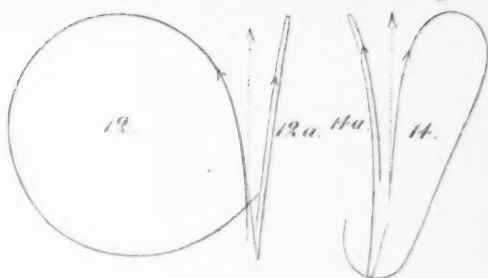
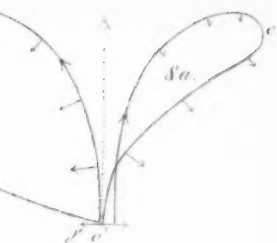


Fig. 2.

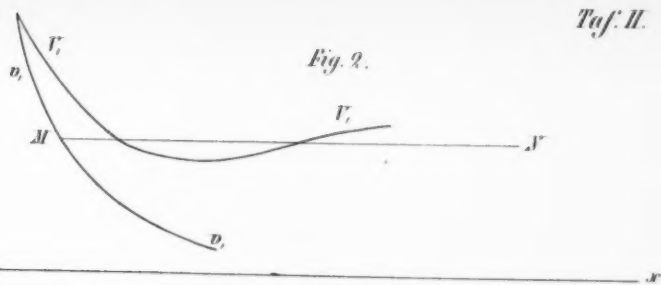


Fig. 3.

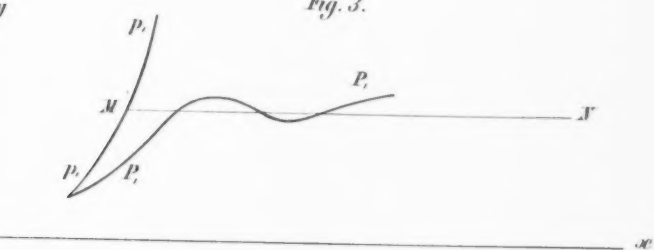


Fig. 4.

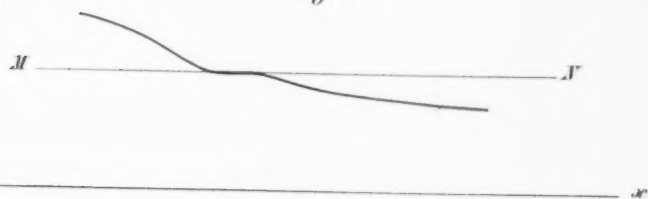


Fig. 5.

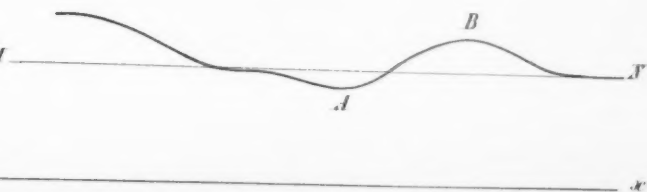


Fig. 2.

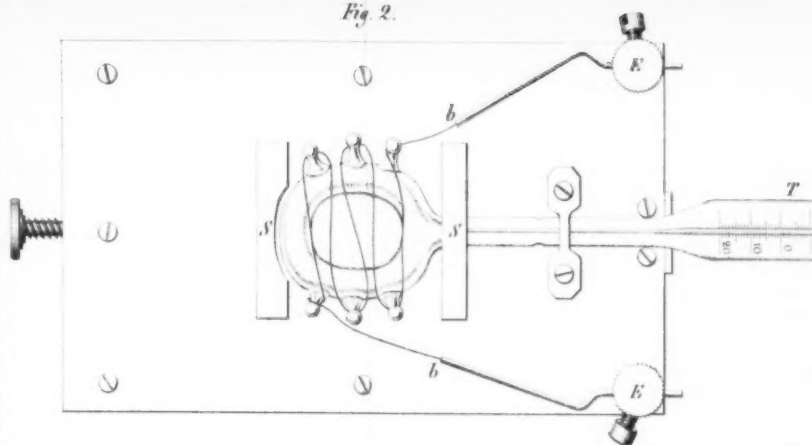


Fig. 1.

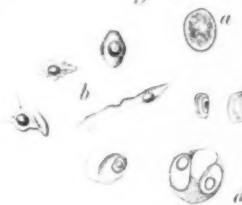
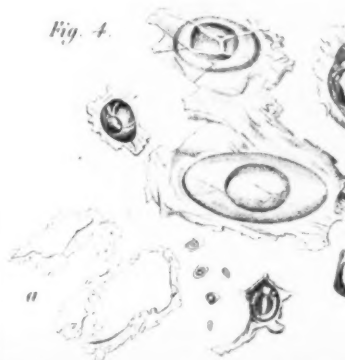
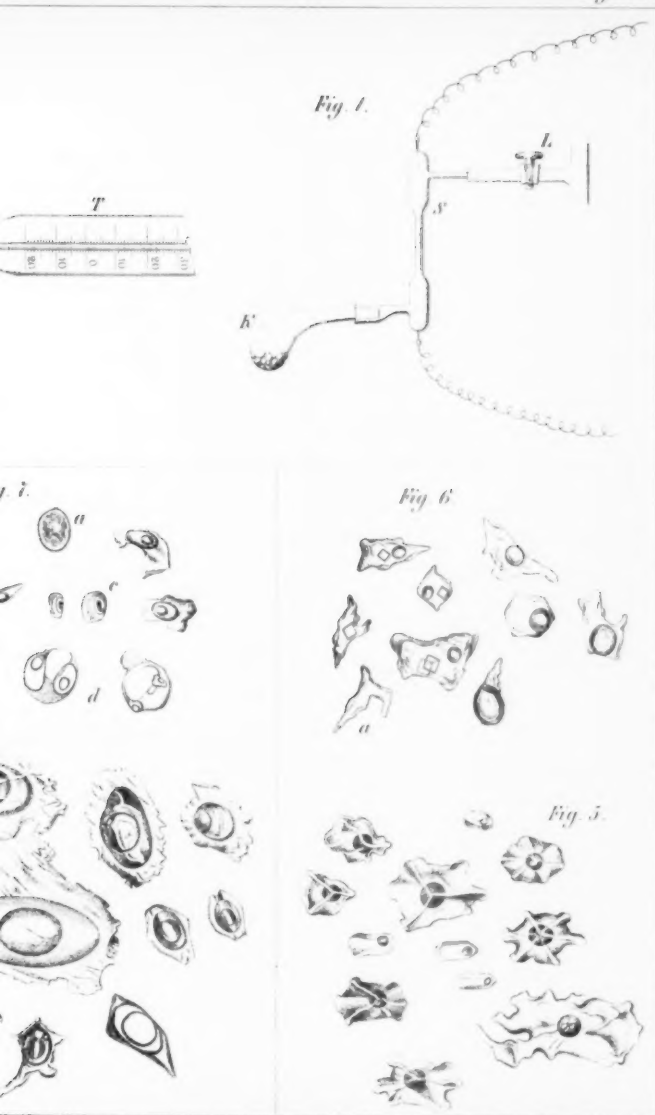


Fig. 3.

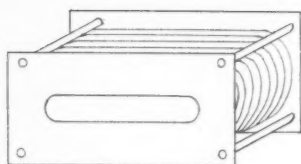


Fig. 4.





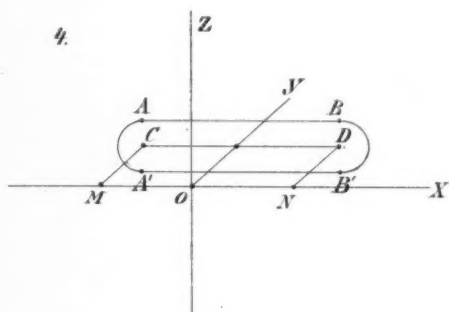
1.



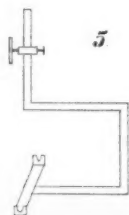
2.



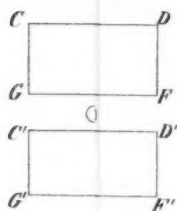
4.



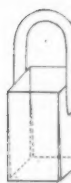
5.



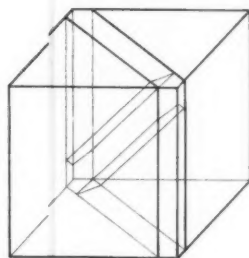
3.



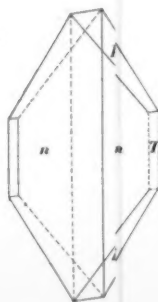
8.



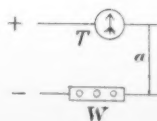
12.



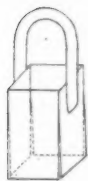
6.



16.



8.

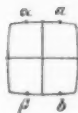


9.



Taf. IV.

10.



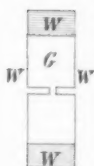
11.



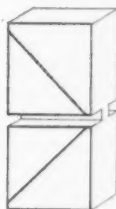
13.



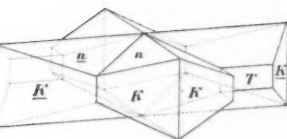
14.



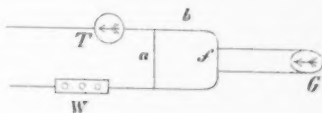
15.



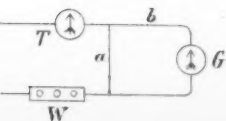
7.



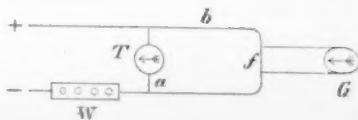
17.

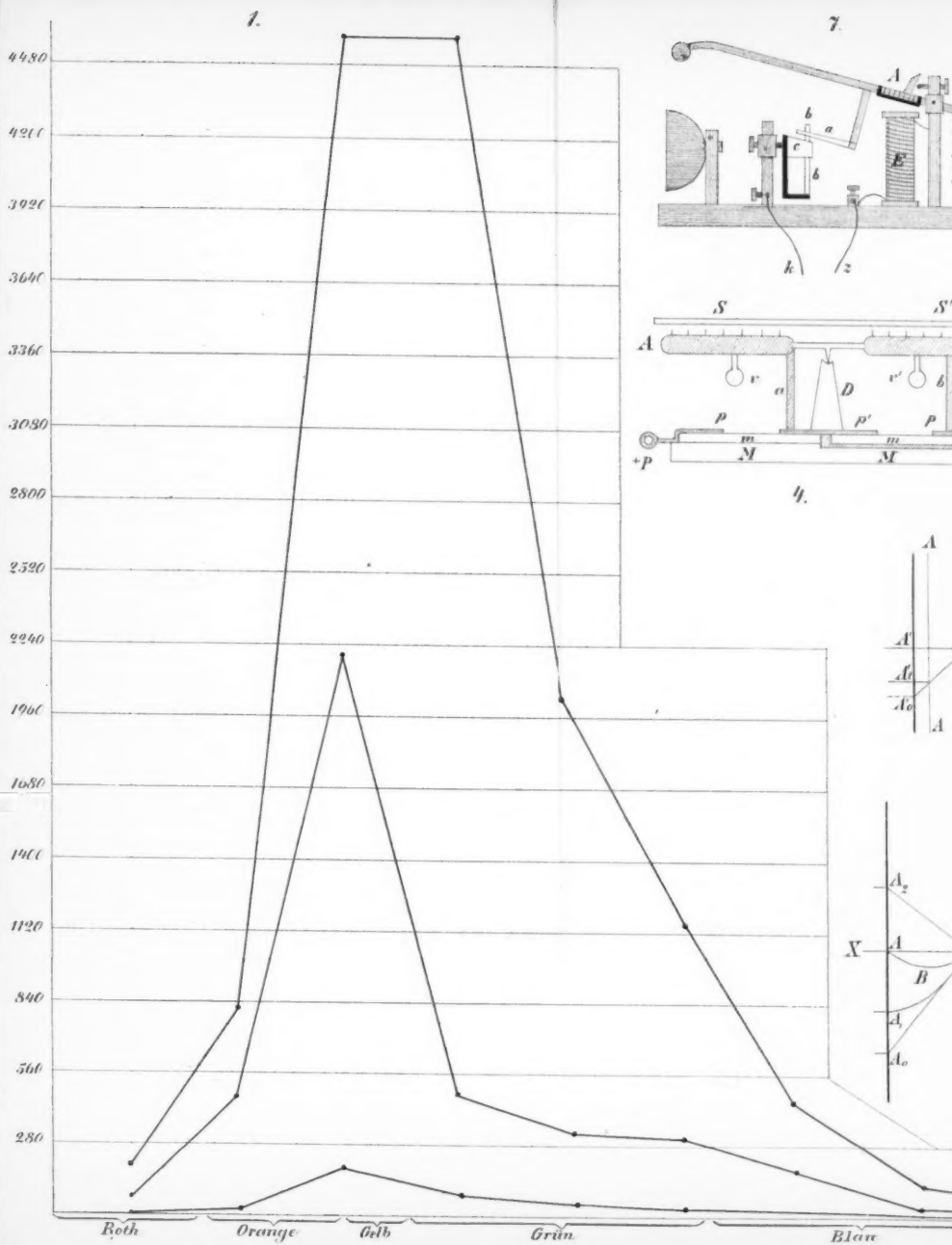


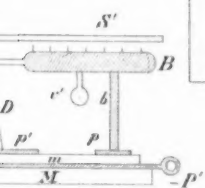
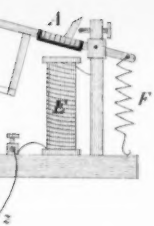
16.



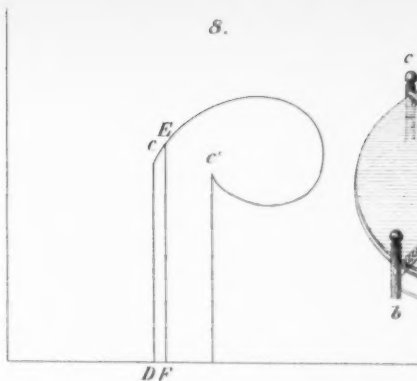
18.



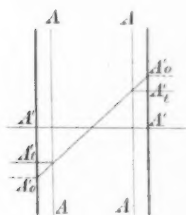
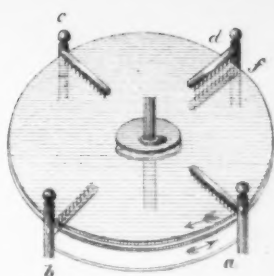




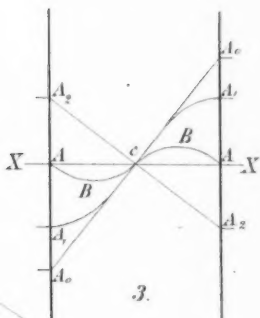
8.



5.



2.



3.

6.

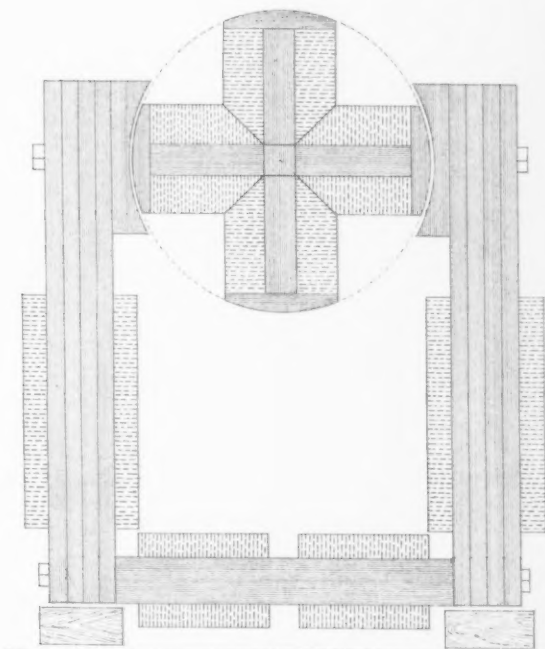


Fig. II.

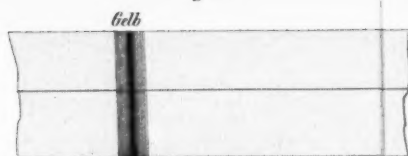


Fig. III.



Fig. IV.

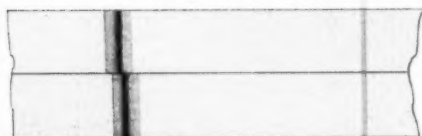


Fig. VII.



Fig. I.



Fig. V.



Fig. VI.



Fig. VIII.

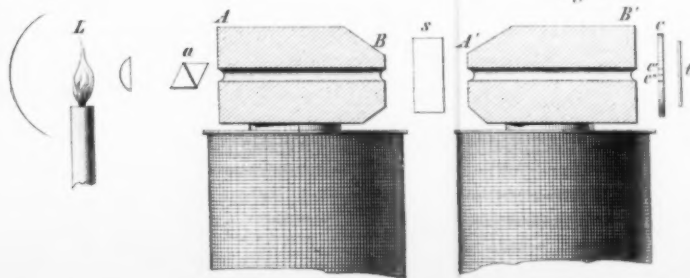


Fig. I.

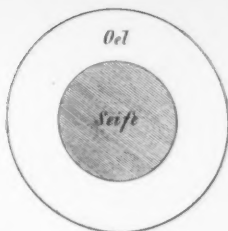
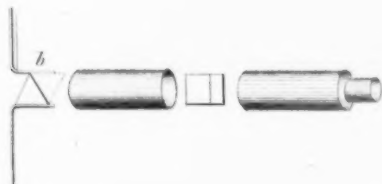
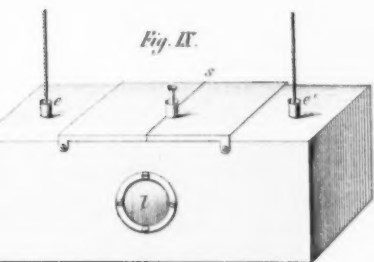
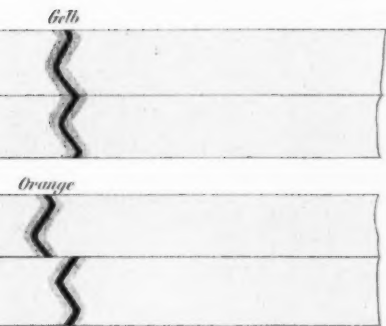
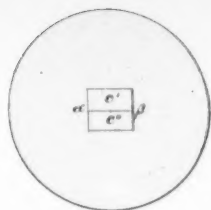


Fig. X.

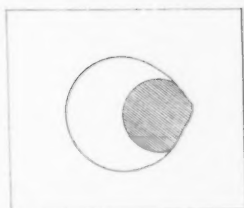


Fig. XI.

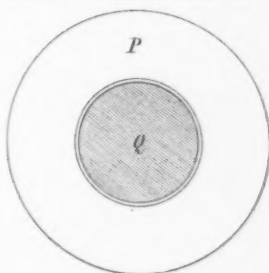


Fig. XII.

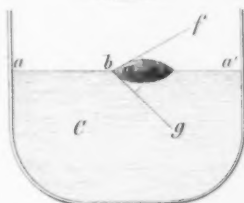


Fig. XIII.

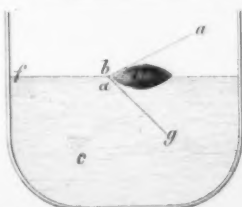


Fig. XIV.

Rhomb. arsenige Säure

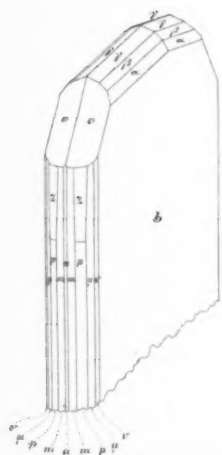
1.



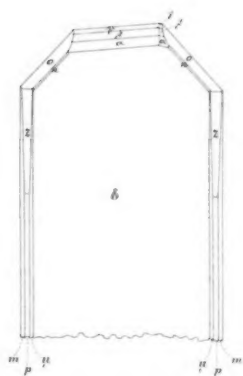
3.



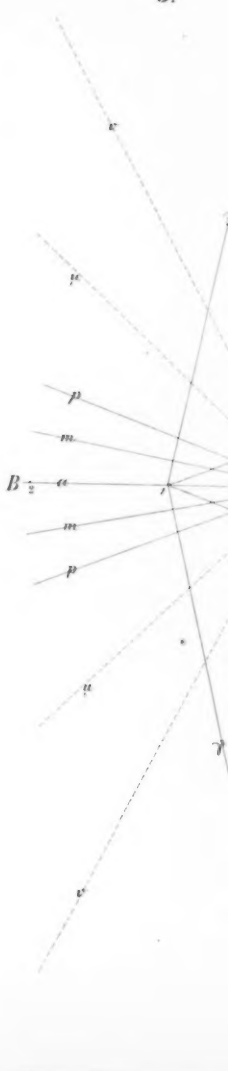
2.



4.

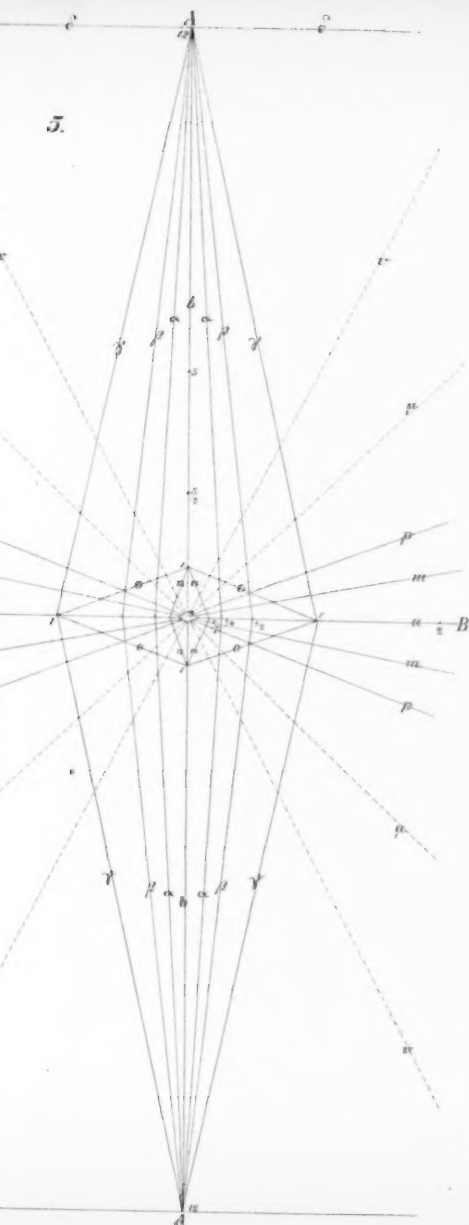


5.



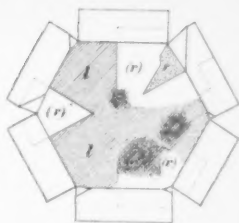
P. Groth Del.

Ch. Schürze Lith. Inst. Berlin

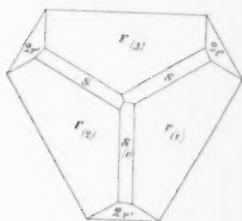


Quarz u. überjodete Natri

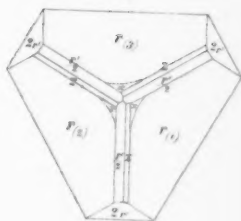
6.



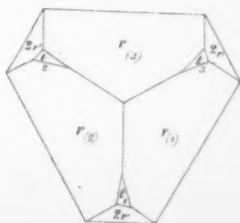
7.

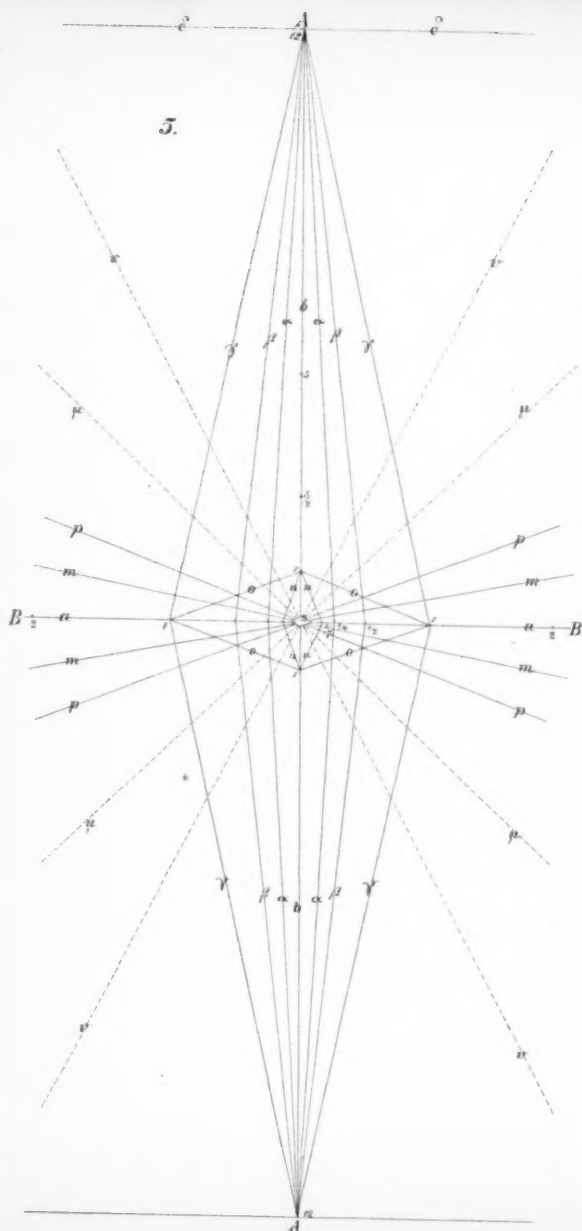


8.



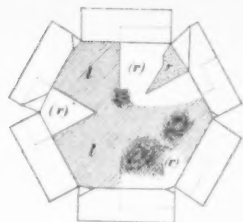
9.



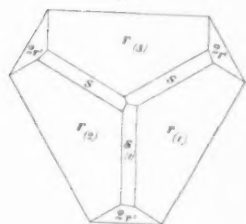


Quarz u. überjod. Natr.

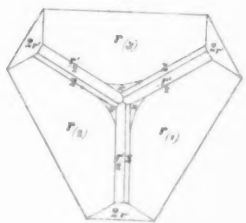
6.



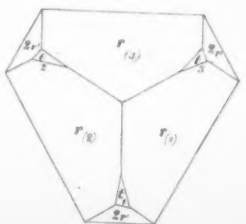
7.



8.

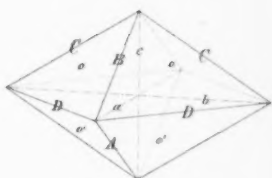


9.



Kainit.

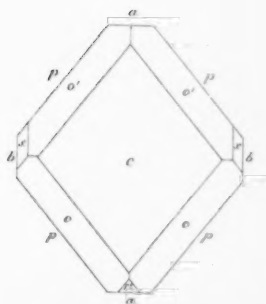
10.

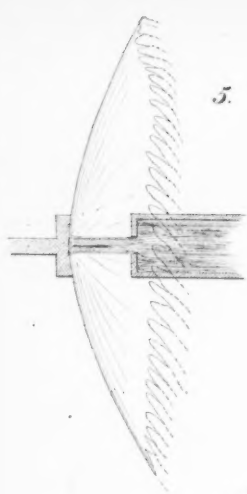


11.

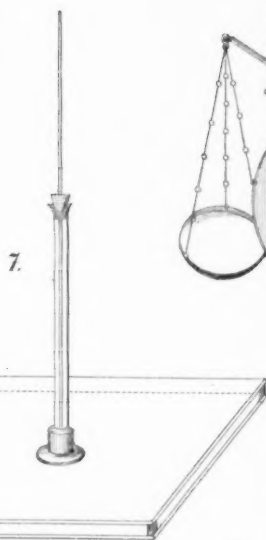


12.

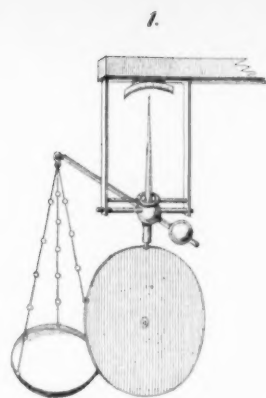




5.

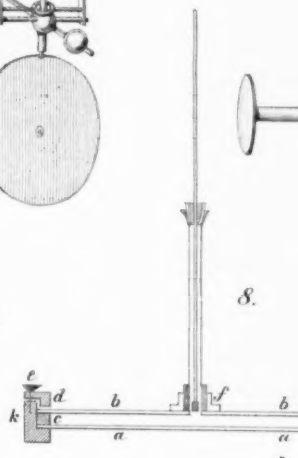
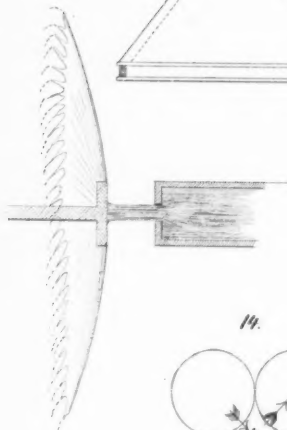


7.

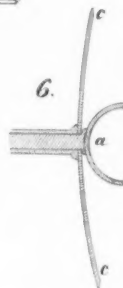


1.

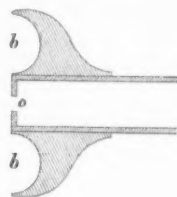
4.



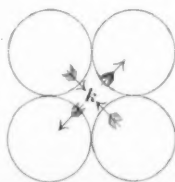
8.



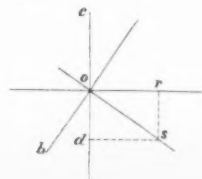
6.



14.



3.



acc B

80

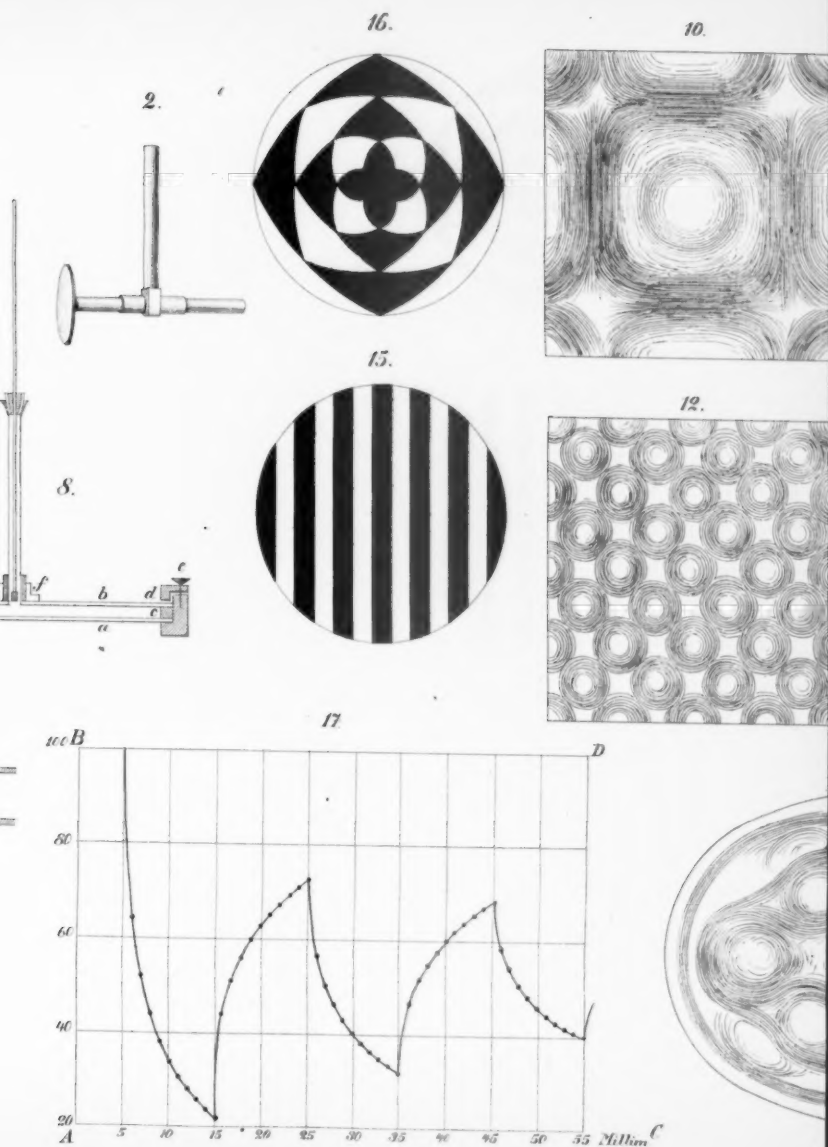
60

40

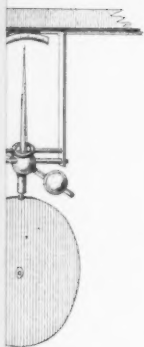
20

A

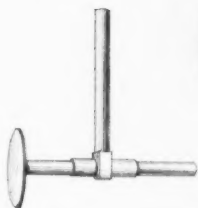
A. Schützinger's Patent. Berlin.



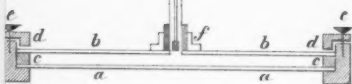
1.



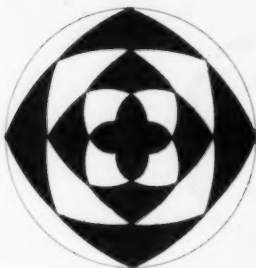
2.



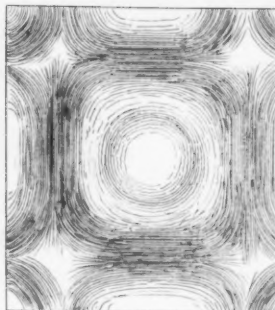
8.



16.



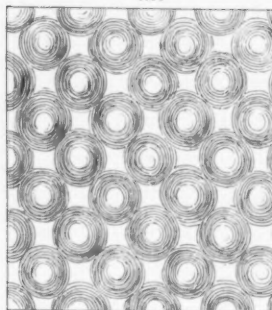
10.



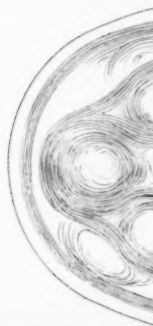
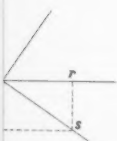
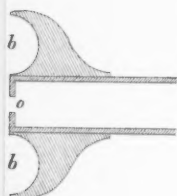
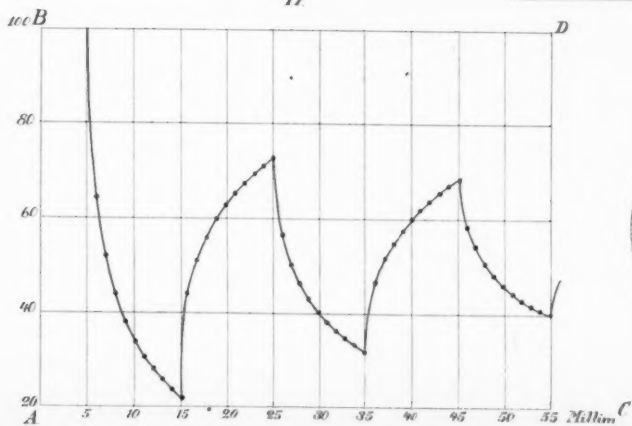
15.



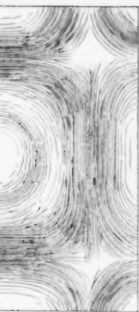
12.



17.

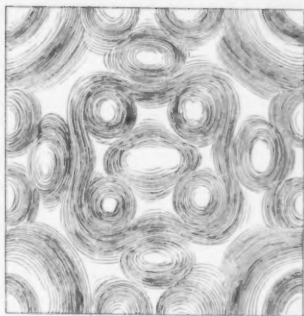


10.

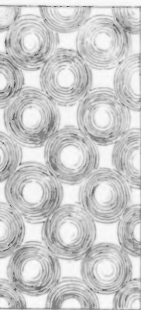


11.

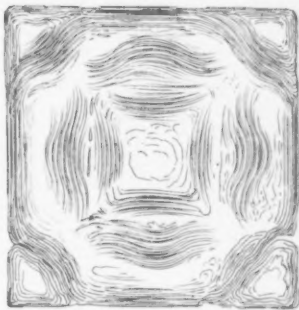
Taf. VIII.



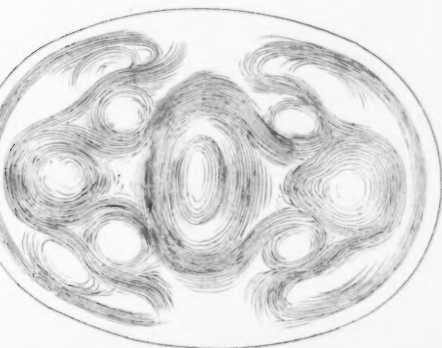
12.



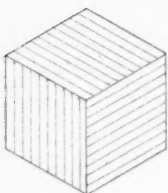
13.



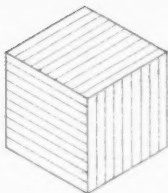
14.



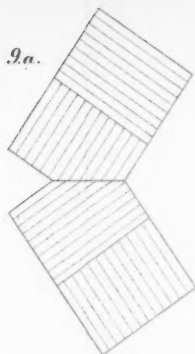
1.



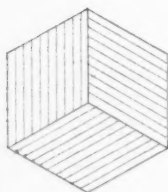
2.



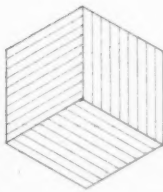
9a.



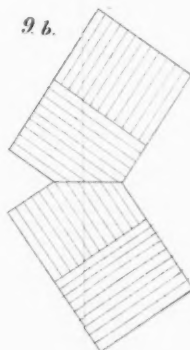
3.



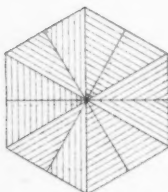
4.



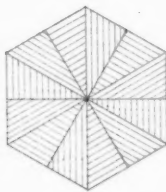
9b.



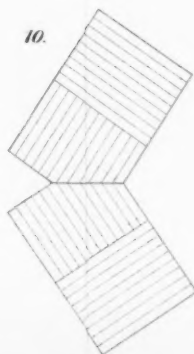
5.



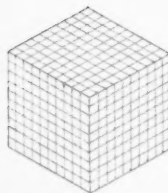
6.



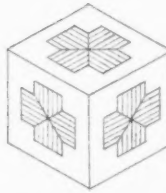
10.



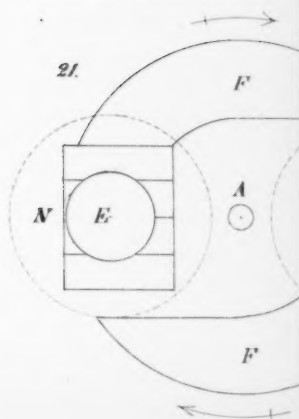
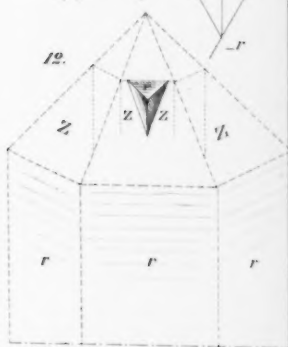
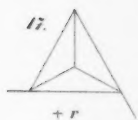
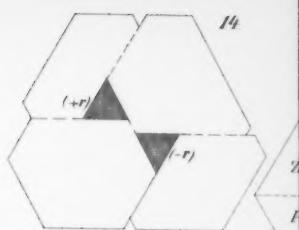
7.

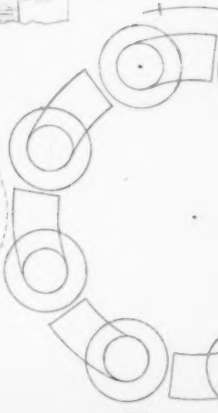
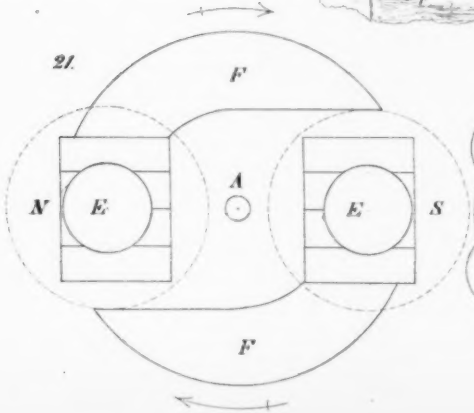
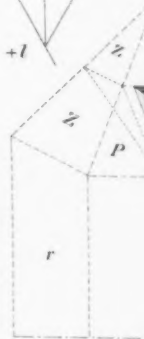
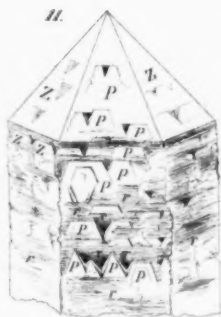
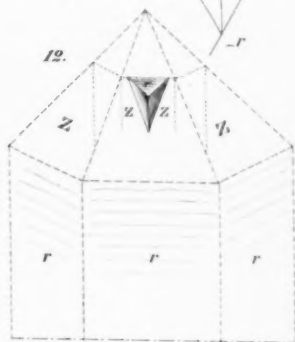
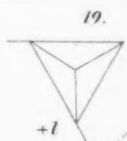
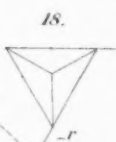
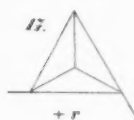
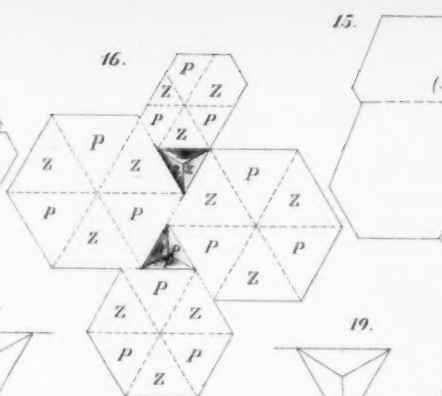
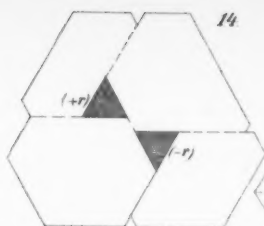


8.



A. Schütz, Leipzig, Inver. Berlin.





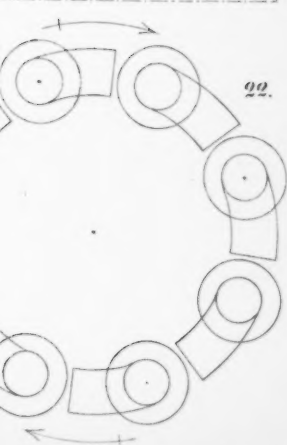
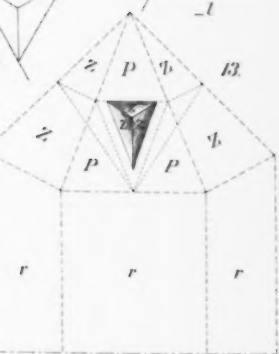
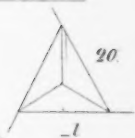
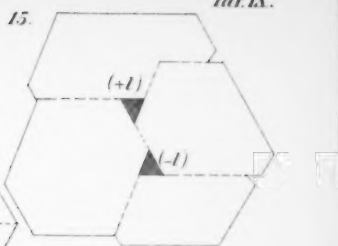


Fig.1.



Fig.2.



Fig.4.

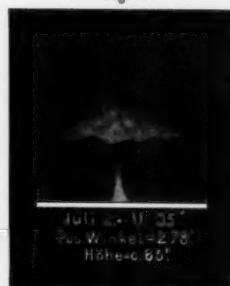


Fig.5.



Fig.7.

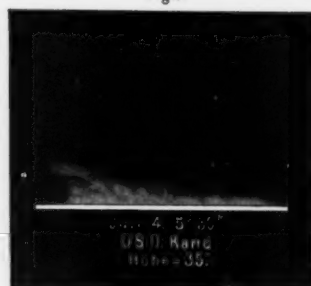


Fig.8.



1" = 0,04 geogr. Meilen.

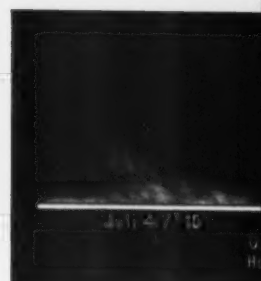
Fig. 3.



Fig. 6.



Fig. 9.



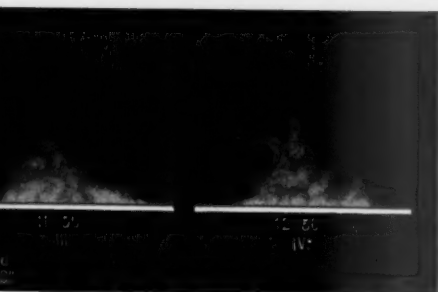
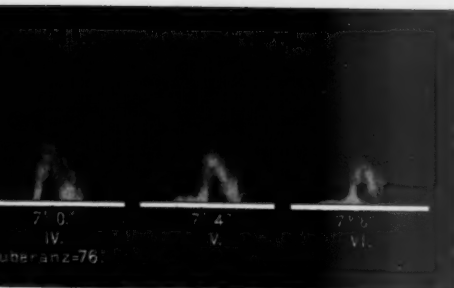


Fig. 10.

